Gheorghe DUMITRAŞCU
Bogdan HORBANIUC

OPTIMIZAREA EXERGOECONOMICÃ[1]

[1] **Menţiune**: Această carte a fost elaborată în cadrul grantului CEEX nr. 281/2006 intitulat „Noi tipuri de camere de ardere policarburante cu funcţionare în regim pulsatoriu” – PULSOCAM.

CUPRINS

O teorie este cu atât mai remarcabilã cu cât este mai mare simplitatea premiselor sale, cu cât conecteazã lucruri cât mai diferite şi cu cât este mai cuprinzãtor domeniul ei de aplicare. De aici provine impresia profundã pe care a fãcut-o asupra mea termodinamica clasicã. Ea este unica teorie fizicã cu caracter general care, în limitele de aplicație a conceptelor ei de bazã, sunt sigur ca nu va fi rãsturnatã niciodatã.

Albert Einstein

PREFAȚÃ – scurt istoric

Istoria dezvoltãrii termodinamicii este legatã direct de apariția şi dezvoltarea maşinilor termice. În a doua jumãtate a secolului XVIII, dezvoltarea industrialã şi a transporturilor nu se mai putea efectua fãrã existența unui motor termic universal. Datoritã numeroaselor perfecționãri aduse de cãtre James Watt (19 ianuarie 1736 - 19/25 august 1819), maşina cu abur a devenit un veritabil motor termic. Dacã ne întrebãm care a fost aportul fizicii din acele timpuri la desãvârşirea maşinii cu abur, care au fost principiile fizice privind legitãțile transformãrii cãldurii în lucru mecanic, într-un motor cu abur, atunci raspunsul este negativ.

Un eveniment remarcabil în dezvoltarea fizicii şi fundamentarea termodinamicii ca ştiințã poate fi considerat anul 1824, când s-a publicat lucrarea "*Reflecții asupra puterii motrice a focului şi a maşinilor capabile sã transforme aceastã putere*" a inginerului militar francez Nicolas Leonard Sadi Carnot (1 iunie 1796 - 24 august 1832). Au existat preocupãri privind fenomenele termice şi înainte, acumulându-se chiar o anumitã experiențã practicã în construcția maşinilor cu abur dar, Sadi Carnot, prin lucrarea sa, este primul care formuleazã problema transformãrii cãldurii în lucru mecanic într-o formã generalã. El defineşte noțiunile teoretice de "*motor ideal*" şi "*proces închis reversibil*". Conluziile la care ajunge Sadi Carnot sunt independente de construcția maşinii şi natura agentului de lucru şi prin aceasta el a formulat o teorie generalã a maşinilor termice. Lucrarea lui Sadi Carnot a contribuit în mod fundamental la definirea principiului doi al termodinamicii.

La dezvoltarea termodinamicii ca stiințã, cronologic, menționãm descoperirea legilor gazelor perfecte: Boyle - Mariotte (1661), Gay - Lussac (1802), Dalton (1802), Avogadro (1811), şi ulterior definirea de cãtre inginerul francez Benoît Paul Emile Clapeyron (26 februarie 1799 - 28

ianuarie 1864) a ecuației termice de stare a gazelor perfecte. În anul 1842 apare prima lucrare a naturalistului şi medicului german Julius Robert Mayer (25 noiembrie 1814 - 20 martie 1878), care a formulat ideea transformãrilor calitative şi conservãrii cantitative a diferitelor feluri de "*forțe*". El a introdus noțiunea de echivalent mecanic al unitãții de cãldurã şi a determinat prin calcul analitic, pe baza valorilor cãldurilor specifice ale gazelor perfecte cunoscute atunci, valoarea acestui echivalent. Însã Robert Mayer a neglijat experiența directã, care ar fi fost convingãtoare pentru contemporanii sãi. Gloria rezolvãrii experimentale îi revine fizicianului englez James Prescott Joule (24 decembrie 1818 - 1889), care în anul 1843 a publicat lucrarea sa experimentalã, prin care s-a definit principiul de echivalențã dintre cãldurã şi lucru mecanic. Datoritã lucrãrilor lui Mayer, Joule şi Helmholtz, a fost formulat în forma definitivã principiul de echivalențã dintre caldurã si lucru mecanic iar în baza acestuia s-a postulat transformarea şi conservarea energiei, care în procesele energetice cu aspecte termice precizate reprezintã primul principiu al termodinamicii.

În anul 1850 a fost publicatã lucrarea fizicianului şi matematicianului Rudolf Julius Emanuel Clausius (2 ianuarie 1822 – 24 august 1888) "*Despre forța motrice a cãldurii*". În aceastã lucrare se vorbeşte despre posibilitãțile de transformare reciprocã a cãldurii şi lucrului mecanic. Prin aceastã lucrare se scot în evidențã particularitãțile specifice cãldurii, care apar în transformãrile reale ireversibile şi pe care legea conservãrii şi transformãrii energiei nu le ia în considerație. Rudolf Clausius a reuşit, pe baza lucrarilor lui Carnot, Mayer şi Joule, sã defineascã clar principiile unu şi doi ale termodinamicii. Rudolf Clausius este primul care a formulat expresia cantitativã a primului principiu al termodinamicii într-o ecuație care uneşte cantitãțile de cãldurã şi lucru mecanic de deformare (aferent variației de volum), schimbate cu exteriorul de un corp termodinamic, cu variația energiei interne a acestuia. La definiția principiului doi al termodinamicii, el a introdus un nou parametru de stare, care mai întâi a fost denumit "*echivalent de transformare*", iar din anul 1865 "*entropie*". Noțiunea de entropie, introdusã de R. Clausius, ocupã un loc primordial în metoda analizei exergetice. Postularea de cãtre principiul doi a sensului natural de

desfãşurare a proceselor energetice reale, ireversibile, se regãseşte într-o formã clarã, naturalã, elevatã, în principiul creşterii de entropie sau producției de entropie prin ireversibilitate.

Aproape concomitent cu lucrãrile lui R. Clausius apar mai multe lucrãri ale lui William Thomson (din 1892 Lord Kelvin, 26 iunie 1824 - 17 decembrie 1907), în care se reformuleazã principiul doi într-o definiție echivalentã şi care în principiu postuleazã imposibilitatea realizãrii unei maşini monotermice sau ceea ce denumim astãzi perpetuum mobile de speța a doua. În anul 1848, în baza concluziilor lui S. Carnot, W. Thomson a demonstrat existența unei scãri universale de temperaturã, care nu depinde de capacitãțile termice ale corpurilor. El a definit şi argumentat relațiile pentru realizarea unei asemenea scãri de temperaturã absolutã, care în onoarea lui a primit denumirea de scara Kelvin. W. Thomson a formulat în anul 1856 prima teorie termoelectricã, care reprezintã de fapt o extindere a domeniului de aplicare al termodinamicii la fenomene electrice. Datoritã lucrãrilor clasice ale lui R. Clausius şi W. Thomson la sfârşitul secolului XIX termodinamica ajunge la perfecțiunea unei ştiințe de sine stãtãtoare. Termodinamica, fundamentatã în urma necesitãților de perfecționare a maşinii cu abur, a contribuit la apariția şi dezvoltarea unor noi ramuri tehnice. Astfel au fost descoperite principiile de funcționare şi construcție ale instalațiilor frigorifice, a contribuit la perfecționarea motoarelor cu ardere internã, a turbinelor cu vapori şi cu gaze, a permis fundamentarea schemelor termice ale centralelor producãtoare de energie electricã şi/sau termicã.

La dezvoltarea termodinamicii au contribuit şi inginerii, un ilustru reprezentant, contemporan cu R. Clausius şi W. Thomson, este inginerul scoțian William John Macquorn Rankine (5 iulie 1820 – 24 decembrie 1872). Noțiunea de entropie, introdusã de R. Clausius, a permis, pe baza principiilor termodinamicii, deducerea unor noi legitãți privind proprietãțile substanțelor în diferite stãri de agregare şi ca urmare definirea unor noi noțiuni fizice de bazã. Cercetãrile efectuate în acest sens au contribuit, la sfârşitul secolului XIX, la apariția unei noi ştiințe - chimia fizicã. Fondarea

acestei ştiinţe este legatã în principal de fizicianul american Josiah Willard Gibbs (11 februarie 1839 – 28 aprilie 1903), care a descoperit legea fazelor şi a definit potenţialele termodinamice.

În baza analizei proprietãţilor substanţelor în apropierea temperaturii de zero absolut, fizicianul german Walther Hermann Nernst (25 June 1864 – 18 November 1941) a emis o teoremã prin care se precizeazã cã entropia substanţelor condensate tinde spre o valoare constantã când temperatura tinde spre zero absolut. Teorema lui W. Nernst, a fost completatã de cãtre fizicianul german Max Karl Ernst Ludwig Planck (23 aprilie 1858 - 4 octombrie 1947) care a apreciat cã entropia tinde spre zero când temperatura absolutã tinde spre zero. Teorema lui Nernst, completatã de cãtre Planck, stã la baza principiului trei al termodinamicii. Dezvoltarea maşinilor termice a impus cercetãri minuţioase asupra proprietãţilor termofizice ale agenţilor termodinamici de lucru, apa, aerul umed, agenţii frigorifici, etc. Menţionãm în acest sens rezultatele fizicianului german Richard Mollier (30 November 1863 –13 March 1935) şi profesorului termodinamician rus Leonid Constantinovici Ramzin care au construit diagrame pentru aerul umed, ale colectivelor de cercetatori de la Institutul Energetic din Moscova şi Institutul Termotehnic Unional care efectuat studii aprofundate asupra comportãrii agenţilor termodinamici de lucru, uzuali şi noi. Dintre specialiştii acestor institute amintim pe Mihail Petrovici Vukalovici, care a contribuit fundamental la elaborarea diagramelor termodinamice abur - apã. Personalitãţile prezentate selectiv anterior, au deschis direcţii noi de cercetare sau au realizat sinteze fundamentale în studiul fenomenelor termice. Lucrãrile lor a fost deseori generate de necesitãţile tehnice sau au devenit ulterior aplicabile şi ca urmare este evident cã pe lângã ei, au participat, cu un uriaş efort colectiv, nenumãraţi ingineri, inventatori, mecanici, constructori, cercetãtori - toţi entuziaşti şi talentaţi.

INTRODUCERE

Această carte este o sinteză originalã privind bazele metodei moderne de studiu şi optimizare termodinamicã a proceselor şi sistemelor ireversibile cunoscutã sub denumirile alternative de analizã exergeticã, exergoeconomie, minimizarea generãrii de entropie prin ireversibilitate, analiza şi optimizarea ireversibilităţii în baza principiului doi al termodinamicii. Abordarea este în forma necesarã unei specializãri teoretice generale a inginerilor din domeniile mecanoenergetic, termoenergetic, construcţia instalaţiilor termice de transport şi aprovizionare cu cãldurã, frigotehnie şi tehnica temperaturilor joase.

Termodinamica studiazã fenomenele energetice ce au aspecte termice precizate, respectiv sistemele ce interacţioneazã termo-mecanic cu mediul exterior. Orice proces energetic presupune mişcarea ce include, la rândul ei, ordonare la scarã macroscopicã şi dezordine la nivel microscopic, cunoscutã sub denumirea de agitaţie termicã. Ca urmare, interacţiunile energetice ale unui corp cu mediul exterior pot fi studiate fie considerând corpurile ca sisteme de microparticule în agitaţie termicã, fie ca medii continue la scarã macroscopicã. Metodele de studiu ale termodinamicii sunt:

– ***<u>Metoda statisticã</u>*****:** *abordeazã evoluţiile, transformãrile, procesele corpurilor la scara macroscopicã pornind de la microstructura acestora. Astfel, corpurile sunt considerate sisteme de microparticule in agitaţie termicã, ce interactioneazã reciproc în interiorul corpului, iar pe contur cu mediul exterior. Modelarea evoluţiilor unui asemenea ansamblu, constituit dintr-un numãr foarte mare de microparticule, poate fi realizatã cu metode probabilistice şi algoritmi statistici numai dacã microstructura este cognoscibilã, respectiv poate fi descrisã matematic printr-un set de relaţii de bazã, ex. vezi teoria cinetico-molecularã a gazului perfect, teoria conducţiei termice sau electrice. Din pãcate, corpurile reale au microstructuri greu de evaluat matematic pentru cã sunt fie amestecuri, fie soluţii cu compoziţii masice şi*

volumice extrem de complexe în care interacțiunile microscopice dintre particule sunt greu de evaluat, chiar şi teoretic.

- ***Metoda fenomenologicã*:** *considerã corpurile ca medii continue la scarã macroscopicã. Influența microstructurii la nivel macroscopic este evaluatã prin proprietãți globale determinate experimental, ex. capacitatea termicã, conductivitatea, vâscozitatea. Aceastã metodã manipuleazã un set de douã postulate, şase principii şi o bazã de date experimentale ce include proprietãțile termo-fizico-chimice ale substanțelor reale şi coeficienții de evaluare a frecãrilor, respectiv ireversibilitãții.*

Termodinamica tehnicã aplicã metoda fenomenologicã, la studiul proceselor şi sistemelor termodinamice, în activitãți de proiectare, optimizare, perfecționare a proceselor de conversie a energiei.

În sens clasic, termodinamica tehnicã studiazã toate aspectele legate de utilizarea energiei termice, cum ar fi producerea, transportul, stocarea şi conversia.

O SCURTÃ PREZENTARE A METODEI FENOMENOLOGICE

Analiza termodinamicã completã este fundamentatã prin metoda fenomenologicã. Se face în continuare o scurta prezentare a acestei metode.

Postulatul unu:

„Orice sistem izolat tinde spre o stare finalã de echilibru intern, care nu mai poate fi modificatã decât printr-o intervenție din exterior."

Acest postulat a permis definirea corectã a stãrii de echilibru intern precum şi a numãrului gradelor de libertate ale unui sistem termodinamic. Astfel vom avea:

- ***starea de echilibru termodinamic intern*** este acea stare care nu poate fi modificatã decât numai printr-o intervenție din exterior, respectiv nu mai existã potențiale interacțiuni între diferitele zone din interior,

– ***un grad de libertate*** este o cale posibilã de modificare a stãrii de echilibru intern şi ca urmare numãrul gradelor de libertate ale unui sistem termodinamic în echilibru intern este egal cu numãrul de interacțiuni posibile cu mediul exterior.

Postulatul doi:

"Starea de echilibru intern a unui sistem termodinamic este o funcție de energia internã şi parametrii externi."

Acest postulat este important prin faptul cã a dus la fundamentarea ecuației implicite de stare a unui sistem termodinamic în echilibru intern. Corelând cele douã postulate rezultã cã numãrul minim necesar şi suficient de parametri de stare care pot defini univoc starea de echilibru intern este egal cu numãrul gradelor de libertate plus unul alocat influenței energiei interne (câte un parametru de control pe fiecare grad de libertate şi unul alocat influenței energiei interne).

Principiul „zero”: este principiul echilibrului termic şi include urmãtoarele douã adevãruri observabile permanent experimental:

- ✓ ***"Douã corpuri în echilibru termic cu un al treilea sunt în echilibru termic între ele."***
- ✓ ***"Dacã un corp cedeazã cãldurã unui al doilea care la rândul lui cedeazã cãldurã unui al treilea, atunci la contactul termic dintre corpurile unu şi trei cãldura va avea un sens unic, de la corpul unu la corpul trei."***

Acest principiu a fost definit inițial în baza conceptului empiric de „fluid caloric” ce „curge” între corpuri când existã o diferențã de potențial termic denumitã diferențã de temperaturã. Ulterior s-a observat şi demonstrat echivalența dintre cãldurã si lucru mecanic şi astfel cãldura a fost recunoscutã ca interacțiune energeticã. Deşi conceptul inițial era greşit, experiența a fost valoroasã şi prin faptul cã a permis construirea scãrilor empirice de temperaturã, Celsius şi Fahrenheit.

Principiul unu al termodinamicii, nu este nimic altceva decât principiul conservãrii energiei aplicat proceselor şi sistemelor ce interacţioneazã termic (cãldurã) şi mecanic (lucru mecanic) cu mediul exterior. Nu existã definiţii remarcabile dar putem postula:

"Orice experiment, la orice scarã, demonstreazã cã entitatea numitã energie se conservã, respectiv cã orice tip de energie se poate transforma în oricare alt tip şi cã suma algebricã (ecuaţia de bilanţ energetic) a energiilor implicate în orice interacţiune energeticã este întotdeauna egalã cu zero."

Principul unu permite evaluarea fenomenelor energetice printr-o ecuaţie de bilanţ energetic şi de asemenea definirea unui criteriu de performanţã aferent, respectiv coeficientul de performanţã energeticã (CPE), ex. randament, eficienţã:

$$CPE = \frac{energie\ utila}{energie\ consumata}$$

Principiul doi al termodinamicii, postuleazã, în diferite formulãri remarcabile, sensul natural de propagare a energiei, respectiv de la potenţial energetic ridicat spre potenţial energetic coborât.

R. Clausius:

"Cãldura nu se poate transfera/propaga în mod natural de la temperaturã micã la temperaturã mare"

L. Sadi Carnot:

"Este imposibil de construit un motor termic care sã funcţioneze continuu schimbând cãldurã cu o singurã sursã termicã externã. Un motor termic nu poate furniza în mod continuu lucru mecanic fãrã a schimba cãldurã cu douã surse termice externe cu temperaturi diferite".

W. Thomson (Lord Kelvin):

"Este imposibil de a obţine efecte mecanice, prin intermediul unui agent material inert, din orice porţiune a materiei numai prin rãcirea acesteia

sub temperatura celor mai reci obiecte înconjurãtoare, cu urmãtoarea completare, ***dacã aceastã axiomã poate fi negatã atunci se poate admite cã se poate realiza o maşinã care sã producã efecte mecanice doar prin rãcirea mãrii sau pãmântului, fãrã nici o restricție,singura consecință constând doar în rãcirea pãmântului sau mãrii sau, în realitate, rãcirea întregii lumi materiale".*** O asemenea maşinã ce ar schimba cãldurã doar cu o singurã sursã termica externã (mediul extern) poartã denumirea de perpetuum mobile de speța a doua.

M. Planck:
"Este imposibil de realizat un motor care sã funcționeze ciclic şi sa nu facã altceva decât sã ridice o greutate şi sã rãceascã un rezervor de cãldurã".

C. Caratheodory:
axioma I: ***"Lucrul mecanic este acelaşi în toate procesele adiabatice cu stãrile inițialã şi finalã identice".***

axioma II: ***"În imediata vecinãtate a oricãrei stãri a unui sistem existã stãri care nu pot fi atinse prin procese adiabatice".***

Exceptând definiția lui R. Clausius, toate celelalte definiții postuleazã imposibilitatea realizãrii unui perpetuum mobile de speța a doua.

Principiul doi ne oferã oportunitatea de a evalua calitatea proceselor energetice reale, respectiv *entropia generatã de ireversibilitate* „mãsoarã" cantitativ ireversibilitea proceselor şi ciclurilor reale. Astfel, se pot enumera urmãtoarele consecințe efective:

- distingerea proceselor posibile fațã de cele imposibile,
- definirea entropiei ca un parametru de stare fundamental pentru caracterizarea şi mãsurarea evoluțiilor naturale reale, a stãrii de echilibru intern, a gradului de ireversibilitate,
- definirea diagramei temperaturã absolutã – entropie în care se pot vizualiza grafic interacțiunile termice (similarã diagramei presiune – volum în care este vizualizatã grafic relația mecanicã),

- fundamentarea ciclurilor ideale, complet reversibile, cu acelaşi CPE, maxim – maximorum (ex. CARNOT, STIRLING),
- definirea corectã a cauzelor de ireversibilitate,
- definirea calităţii diferitelor tipuri de energii în procesele de conversie energeticã, fie direct prin producţia ireversibilã de entropie fie prin conceptul ingineresc de exergie.

Principiul trei al termodinamicii, este important pentru studiul proceselor în domenii de temperaturi apropiate de zero absolut. Pe baza teoremei lui Nernst (1906) şi a cercetãrilor ulterioare ale lui F. Simon şi M. Planck, se postuleazã:

"Temperatura de zero absolut nu poate fi atinsã printr-o succesiune finitã de procese."

Consecinţele au devenit importante dupã ce M. Planck a postulat cã entropia tinde spre zero când temperatura tinde spre zero absolut. Ca urmare, ulterior s-au putut evalua corect şi potentialele termodinamice de entalpie liberã (potenţial Gibbs) şi energie liberã (potenţial Helmholtz).

Principiul conservãrii masei, este aplicabil corect numai la scarã macroscopicã. La scara microscopicã sau la scara universului este obligatorie cuplarea conservãrii masei cu cea a energiei pentru cã orice modificare a stãrii energetice a unui corp implicã şi o modificare a masei acestuia. Doar la scarã macroscopicã variaţia masei unui corp ca urmare a modificãrii energiei acestuia este nedecelabilã.

Sã ne imaginãm un proces de încãlzire a unei mase de 1000 kg, cu 1000 K şi pentru o cãldurã specificã de 1000 J/kg.K. Caldura din acest proces poate fi evaluatã prin ecuaţia calorimetricã:

$$Q = 10^3 kg \cdot 10^3 \frac{J}{kg \cdot K} \cdot 10^3 K = 10^9 J$$

În acelaşi timp, conform relaţiei lui A. Einstein, acest schimb de energie cu mediul exterior duce la o modificare a masei iniţiale:

$$\Delta E = Q = \Delta m \cdot C^2 = \Delta m \cdot 9 \cdot 10^{16} J \rightarrow \Delta m = \frac{10^9}{9 \cdot 10^{16}} = 0.(3) \cdot 10^{-7} kg$$

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{0.(3) \cdot 10^{-7}}{10^3} \cdot 100\% = 0.(3) \cdot 10^{-8} \%$$

Principiul conservãrii masei oferã o ecuație de control suplimentar al proceselor şi în acelaşi timp poate duce la definirea unui criteriu de performanță masicã aferent.

Principiul conservãrii cantitãții de mişcare (impulsului), aplicabil interacțiunilor energetice realizate prin intermediul forțelor, postuleazã:

„Interacțiunile prin intermediul forțelor duc la un transfer de cantitate de mişcare (impuls), care se conservã în procesele fãrã şocuri (explozii, implozii)."

Ecuația de control suplimentarã aferentã acestui principiu este frecvent definitã prin intermediul echilibrului de forțe, respectiv forța de inerție este egalã cu rezultanta forțelor externe:

$$\overline{F}_i = \sum_j \overline{F}_{j,exterior}$$

Baza de date experimentale, a metodei fenomenologice, include proprietãțile termo-fizice ale substanțelor (tabele şi diagrame termodinamice) precum şi date privind influența frecãrilor (relații, coeficienți, tabele, diagrame, ex. relația Darcy-Weissbach, randamentul izentropic, etc.).

TERMINOLOGIE DE BAZÃ

Studiul sistematic al sistemelor termodinamice necesitã definirea urmãtoarei terminologii de bazã:

a) ***sistem termodinamic:*** *este „un volum de control limitat de pereți reali*

şi/sau fictivi" şi care poate interacţiona cu mediul exterior prin cãldurã, lucru mecanic şi schimb de substanţã,

b) ***starea termodinamicã:*** *este, conform postulatelor unu şi doi, o funcţie de condiţiile interne (energia internã şi masa sistemului) şi condiţiile externe (interacţiunile cu mediul exterior);* ***starea termodinamicã*** *este cunoscutã prin ansamblul proprietãţilor macro-fizice la un anumit moment şi anume cele care nu depind de istoria evoluţiei sistemului termodinamic,*

c) ***starea termodinamicã de echilibru intern:*** *este definitã prin absenţa oricãror posibilitãti interne de interacţiune intre diferitele pãrţi ale sistemului şi dacã ţinem cont cã interacţiunile posibile sunt impuse de existenţa unor diferenţe de presiune (interacţiunile mecanice şi masice) şi de temperaturã (interacţiunea termicã) atunci* ***starea termodinamicã de echilibru intern*** *este caracterizatã prin câmpuri interne uniforme de presiune şi temperaturã;* ***starea termodinamicã de echilibru intern*** *este starea fundamentalã de studiu în termodinamicã,*

d) ***numãrul gradelor de libertate:*** *este egal cu numãrul posibil de interacţiuni ale unui sistem termodinamic cu mediul exterior, respectiv un sistem termodinamic are trei grade de libertate definite prin interacţiunile termicã, mecanicã şi masicã, iar clasificarea sistemelor termodinamice este fãcutã prin intermediul acestor interacţiuni în:*

- ***sistem termodinamic izolat*** – nici o interacţiune posibilã cu mediul exterior
- ***sistem termodinamic rigid*** – interacţiunea mecanicã prin lucru mecanic de deformare nu e posibilã
- ***sistem termodinamic adiabatic*** – interacţiunea termicã prin cãldurã nu e posibilã
- ***sistem termodinamic închis*** – interacţiunea masicã prin schimb de substanţã nu e posibilã
- ***sistem termodinamic deschis*** – interacţiunea masicã prin

schimb de substanţã este activã

- ***sistem termodinamic lãrgit*** – include atât sistemul termodinamic cât şi mediul exterior, ansamblul fiind considerat izolat faţã de univers.

e) ***parametri de stare:*** *sunt proprietãţi macrofizice mãsurabile care descriu complet starea unui sistem termodinamic la un anumit moment, valorile lor fiind unice pentru starea datã indiferent de drumul parcurs anterior (istoricul evoluţiei); clasificarea lor depinde de rolul lor în interacţiuni, respectiv avem:*

- ***parametri de stare intensivi,*** *care nu depind de masa sistemului şi care impun apariţia interacţiunilor şi sensul acestora, respectiv* ***presiunea*** *şi* ***temperatura****,*
- ***parametri de stare extensivi*** *care depind de masa sistemului şi care mãsoarã prin variaţiile lor interacţiunile energetice, respectiv* ***volumul****,* ***energia internã****,* ***entalpia****,* ***entropia****.*

Deoarece parametrii de stare extensivi depind de masã, în termodinamicã vom utiliza urmãtoarele notaţii ce descriu aceastã dependenţã:

- pentru masa totalã m [kg] sau cantitatea de substanţã totalã n [kmol] vom utiliza literele mari ale alfabetului, respectiv V [m^3], U [J], H [J] şi S [J/K]
- pentru masa unitarã m = 1 kg vom utiliza literele mici ale alfabetului, respectiv v [m^3/kg], u [J/kg], h [J/kg] şi s [J/kg K]
- pentru unitatea de cantitate de substanţã n = 1 kmol vom utiliza caractere indexate, respectiv V_M [m^3/kmol], U_M [J/kmol], H_M [J/kmol] şi S_M [J/kmol K]

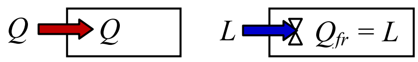
f) ***ecuaţii de stare:*** *sunt relaţii generale de interdependenţã între parametri de stare, ex.*:

$$dT = 0 \rightarrow \frac{dp}{p} + \frac{dv}{v} = 0 \quad \bigg| \quad dp = 0 \rightarrow \frac{dv}{v} - \frac{dT}{T} = 0 \quad \bigg| \quad dv = 0 \rightarrow \frac{dp}{p} - \frac{dT}{T} = 0 \quad \bigg|$$

g) ***ecuație fundamentală de stare:*** *este ecuația ce include numărul minim necesar şi suficient de parametri de stare măsurabili şi care descrie în mod univoc starea sistemului la un anumit moment, conform celor două postulate; pentru sistemele termodinamice vom avea:*

$$\mathrm{f}(p, V, T, m) = 0, \text{ sau } m = \text{const. şi } \mathrm{f}(p, V, T) = 0$$

h) ***transformare termodinamică (proces):*** *reprezintă succesiunea de stări provocată de interacțiuni cu mediul exterior fără a preciza natura concretă a interacțiunilor, iar* ***procesul termodinamic*** *include şi descrierea concretă a interacțiunilor, ex. evoluție izocoră fie cu schimb direct de căldură sau cu schimb de lucru mecanic transformat în căldură prin frecări interne, vezi figura de mai jos.*



Clasificarea transformărilor termodinamice poate fi făcută după poziția reciprocă a stărilor succesive,

- ***transformări deschise****, nu există două stări succesive identice,*
- ***transformări închise (ciclice)****, starea finală este identică cu cea inițială,*

sau după natura stărilor succesive:

- ***transformări reversibile****, constituite dintr-o succesiune de stări în echilibru intern, transformarea reversibilă poate fi parcursă în ambele sensuri fără a produce modificări remanente în mediul exterior, respectiv interacțiunile energetice şi masice cu mediul extern, pozitive pe un sens devin negative pe sensul contrar dar, egale în valoare absolută, ca urmare pe drumul dus – întors*

valoarea globală a interacțiunilor este egală cu zero,

– ***transformări ireversibile**, constituite dintr-o succesiune de stări în dezechilibru intern, au sens unic şi produc modificări remanente în mediul exterior; dacă considerăm două stări date, drumul dus este diferit de cel de întors şi ca urmare valoarea globală a interacțiunilor este diferită de zero.*

i) ***coeficienți termodinamici:** sunt parametri adimensionali ce impun pe transformările simple dependențe liniare între parametrii de stare variabili, istoric s-au definit aceşti coeficienți pentru transformarile izotermică (coeficientul de compresibilitate izotermic), pentru izocorică (coeficientul de elasticitate termică) şi pentru izobarică (coeficientul de dilatare volumică)*:

$$dT = 0 \rightarrow \chi = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T; \; dV = 0 \rightarrow \beta = \frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v; \; dp = 0 \rightarrow \alpha = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p;$$

$$\alpha = p \cdot \beta \cdot \chi$$

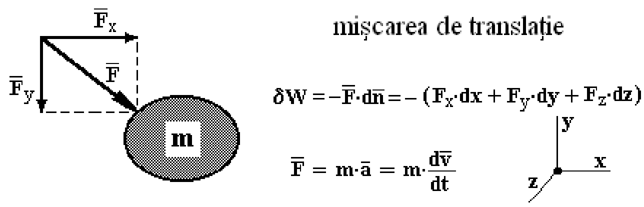
j) ***energia internă:** din punct de vedere termodinamic, se poate considera că energia internă a unui sistem termodinamic este numai suma componentelor energetice ale microparticulelor în agitație termică (energiile electronilor, atomilor şi moleculelor în agitație termică, respectiv suma componentelor energetice ce țin de mişcările de translație, oscilație, rotație ale acestora), deoarece numai aceste componente participă la interacțiunile energetice cu exteriorul în timpul evoluțiilor termodinamice. Prin această definiție impunem un zero subiectiv deoarece conform relației Albert Einstein, energia totală a unei mase m este* $E = m \cdot C^2$.

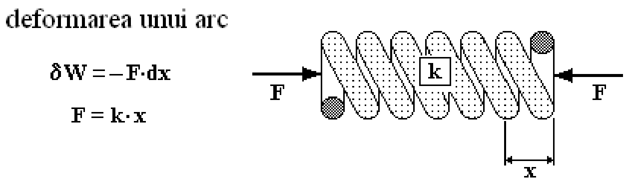
k) ***lucrul mecanic:** este interacțiunea energetică realizată prin intermediul forțelor. James Clerk Maxwell (fizician scoțian, 13 iunie 1831 - 5 noiembrie 1879) a definit lucrul mecanic ca acțiunea de a deplasa fie o porțiune a unui sistem fie a unui sistem împotriva unei forțe externe, şi astfel lucrul mecanic este produsul scalar a doi vectori:*

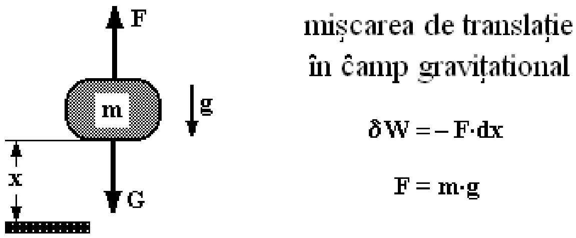
$$\delta W = -\overline{F}_e \cdot d\overline{n} = -\left(F_{e,x} \cdot dx + F_{e,y} \cdot dy + F_{e,z} \cdot dz\right)$$

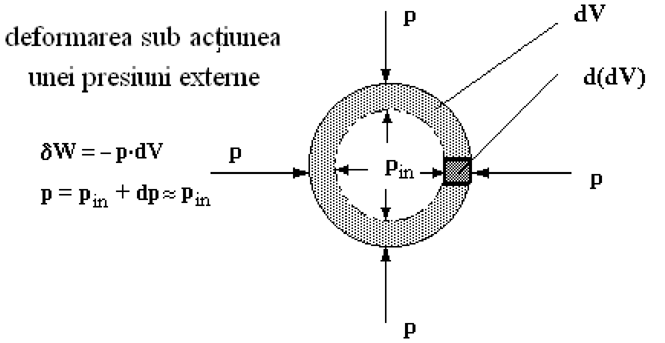
în care δW este lucrul mecanic elementar, $\overline{F}_e$ (vector) este forța externă iar $d\overline{n}$ (vector) este deplasarea elementară orientată. În evoluții normale, fără șocuri, forța externă este practic egală cu reacțiunea internă și de aceea se poate înlocui valoarea forței externe cu cea a reacțiunii interne.

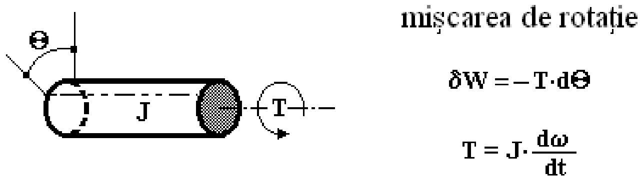
Precizăm că lucrul mecanic este o funcție de proces respectiv depinde de natura și drumul evoluțiilor termodinamice. În figurile următoare sunt prezentate câteva forme de lucru mecanic.











- ***cãldura:*** *este interacțiunea energeticã ca urmare a unei diferențe de temperaturã, conform principiului doi, sensul natural este intotdeauna de la temperaturã mare la temperaturã micã.*

Precizãm cã interacțiunea termicã este de asemenea o funcție de proces, respectiv depinde de natura şi drumul evoluțiilor termodinamice.

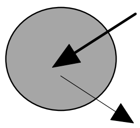
Convenții de semne şi de notații privind interacțiunile energetice

Pentru cele douã tipuri de interacțiuni energetice, lucrul mecanic şi cãldura, sunt utilizate douã convenții subiective de semne, vezi figura urmãtoare.

În termodinamica tehnicã (inginerie) se ține cont de scopul acestor interacțiuni, respectiv dacã considerãm un motor acesta consumã cãldurã (acțiune pozitivã) pentru a produce lucru mecanic ca efect energetic util. Convenția inginereascã respectã utilitatea, lucrul mecanic produs trebuie sã

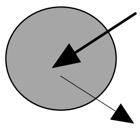
fie pozitiv (ex. motoare) iar cel consumat negativ.

În alte domenii, fizică chimie, se consideră doar aspectul cantitativ, respectiv orice energie introdusă/consumată de un sistem este pozitivă (produce o creştere a conținutului energetic intern) şi orice energie eliberată/cedată de un sistem este negativă (produce o diminuare a conținutului energetic intern).



$(Q)^{inginerie} > 0$ şi $(Q)^{fizica} > 0$

$(Q)^{inginerie} < 0$ şi $(Q)^{fizica} < 0$



$(W)^{inginerie} < 0$ şi $(W)^{fizica} > 0$

$(W)^{inginerie} > 0$ şi $(W)^{fizica} < 0$

Pentru aceleaşi interacțiuni, am utilizat următoarele notații:

- δQ, δW ce au semnificația fizică a unor cantități elementare, sunt matematic diferențiale ordinare ce depind de drum,
- $Q = \int_{initial}^{final} \delta Q$, $W = \int_{initial}^{final} \delta W$ sunt cantități finite, depind de drumul transformării termodinamice,
- dp, dT, dV, dU, dH, dS au semnificația fizică a unor variații elementare, sunt matematic diferențiale totale exacte ce nu depind de drum,
- $\Delta p = \int_{initial}^{final} dp$, $\Delta T = \int_{initial}^{final} dT$, $\Delta V = \int_{initial}^{final} dV$, respectiv $\Delta U = \int_{initial}^{final} dU$, $\Delta H = \int_{initial}^{final} dH$, $\Delta S = \int_{initial}^{final} dS$ au semnificația fizică a unor variații finite ce nu depind de drum.

TIPURI DE ENERGII, CAUZE DE IREVERSIBILITATE

Funcționarea continuã, ciclicã, a maşinilor termice a demonstrat cã între energia termicã şi energia mecanicã existã o diferențã calitativã majorã.

Astfel, într-un ciclu direct (motor) cãldura consumatã ciclic nu poate fi transformatã integral în energie mecanicã, iar gradul de transformare depinde de parametrii de stare ai agentului de lucru şi de parametrii de stare ai mediului exterior ce include sursele termice externe.

Într-un ciclu invers, ex.: frigorific cu compresie mecanicã, consumul ciclic de energie mecanicã nu este o funcție numai de frigul produs (cãldura preluatã din incinta frigorificã şi transferatã la sursa caldã) ci depinde şi de parametrii mediului exterior (sursele termice rece şi caldã).

Ca urmare conversia reciprocã energie termicã – energie mecanicã este calitativ diferitã pentru cicluri diferite chiar dacã, conform principiului unu, cele douã tipuri de energii sunt echivalente cantitativ. În plus, ireversibilitatea „înrãutãțeşte" conversia reciprocã fie prin micşorarea producției de energie mecanicã la ciclurile motoare fie prin creşterea consumului de energie mecanicã la ciclurile inverse. Diferența calitativã poate fi evidențiatã prin intermediul principiului doi al termodinamicii.

Dacã analizãm funcționarea ciclicã, conform principiului unu putem demonstra doar echivalența cantitativã energie mecanicã – energie termicã:

$$\oint \delta Q = Q_{ciclic} = \oint \delta W = +\oint p \cdot dV = \oint \delta W_{tehnic} = -\oint V \cdot dp = W_{ciclic}$$

în care Q este cãldura iar W lucrul mecanic.

Având în vedere conservarea energiei, am fi tentați sã analizãm posibilitatea de a considera Q_{ciclic} ca fiind cãldura schimbatã cu o singurã sursã termicã externã şi atunci am putea, de exemplu, construi un motor

termic cu randamentul egal cu unitatea.

În realitate, acest Q_{ciclic} include doi termeni, unul pozitiv consumat ciclic şi altul negativ cedat ciclic:

$$Q_{ciclic} = Q_{ciclic}^{consum} - \left|Q_{ciclic}^{cedat}\right| = W_{ciclic}$$

Pentru acelaşi motor termic, randamentul termic real este subunitar:

$$COP = \eta_t = \frac{W_{ciclic}}{Q_{ciclic}^{consum}} = 1 - \frac{\left|Q_{ciclic}^{cedat}\right|}{Q_{ciclic}^{consum}} < 1$$

Principiul unu nu poate spune de ce cãldura schimbatã ciclic are cei doi termeni. Aceastã realitate poate fi demonstratã riguros în diagrama temperaturã – entropie unde, ținând cont de sensul natural de propagare a energiei termice, de la temperaturã mare spre temperaturã micã, se poate vizualiza direct imposibilitatea construirii unui perpetuum mobile de speța a doua (o maşinã monotermã).

În termodinamica clasicã, entropia a fost fundamentatã ca parametru de stare de cãtre R. Clausius care a dezvoltat acest concept în cadrul aşa numitei a doua teoremã fundamentalã a "teoriei mecanice a cãldurii", pe care a dezvoltat-o prin lucrãri publicate în 1854, 1856, 1862. Astfel el a demonstrat în final cã pentru cicluri reversibile $\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$ iar pentru cele ireversibile $\oint \frac{\delta Q}{T} > 0$.

În 1865 R. Clausius a impus denumirea de entropie pentru funcția complexã $dS = \frac{\delta Q}{T}$, care are proprietãți de parametru de stare, respectiv 1/T este factorul integrant pentru funcția de proces $\delta Q = dU + p \cdot dV = dH - V \cdot dp$ (valoarea acestei relații energetice depinde de "drum").

Notația *S* se presupune a fi aleasã în onoarea lui *Sadi* Carnot. Prin definirea noului parametru de stare s-a putut construi diagrama temperaturã – entropie în care poate fi vizualizatã grafic relația termicã, vezi figura 1.

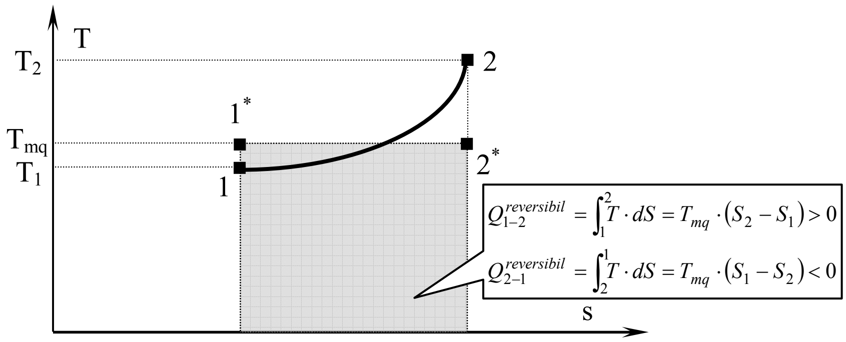


Fig. 1. Cãldura reversibilã, $Q_{\substack{1\to2\\2\to1}}^{reversibil}$, pentru o transformare deschisã

$Q_{1\to2}^{reversibil} > 0$ iar $Q_{2\to1}^{reversibil} < 0$

În diagrama *T – S,* T_{mq}* este temperatura termodinamicã medie a procesului 1 – 2, respectiv este temperatura unui proces izotermic echivalent, 1* – 2*, pe care avem acelaşi $Q_{1-2}^{reversibil}$ şi aceeaşi variaţie de entropie ($S_2 - S_1$), $T_{mq} = \frac{Q_{1\to2}^{reversibil}}{S_2 - S_1} = \frac{Q_{2\to1}^{reversibil}}{S_1 - S_2}$.

Se poate demonstra foarte uşor cã pentru procesele neizotermice $T_{mq} = \frac{T_2 - T_1}{ln\frac{T_2}{T_1}}$, respectiv este media logaritmicã a temperaturilor de capãt.

Pentru analiza funcţionãrilor ciclice sã considerãm un ciclu motor reversibil intern în diagrama $T - S$, vezi figura 2. Ciclul poate fi considerat ca fiind alcãtuit din douã semicicluri, A – C – B şi B – D – A.

Pe semiciclul A – C – B, se consumã cãldura $Q_{A-C-B} = \int_A^B T \cdot dS = T_{mq}^{A-C-B}(S_B - S_A) > 0$, prin transfer natural de la sursa caldã cu temperatura $T_h > T_{mq}^{A-C-B}$ cãtre agentul de lucru.

* T_{mq} a fost definitã în lucrarea: Baehr, H.D., *Thermodynamik*, Springer Verlag, 1966

Pe semiciclul B – D – A trebuie cedatã cãldura, tot natural, $Q_{B-D-A} = \int_B^A T \cdot dS = T_{mq}^{B-D-A}(S_A - S_B) < 0$. Cum temperatura agentului de lucru T_{mq}^{B-D-A} este inferioarã temperaturii T_h, această cãldurã nu mai poate fi cedatã în mod natural sursei calde şi ca urmare este obligatorie condiția existenței unui nou rezervor termic extern, rece, cu temperatura $T_l < T_{mq}^{B-D-A} < T_h$ pentru a putea realiza energetic ciclul operațional.

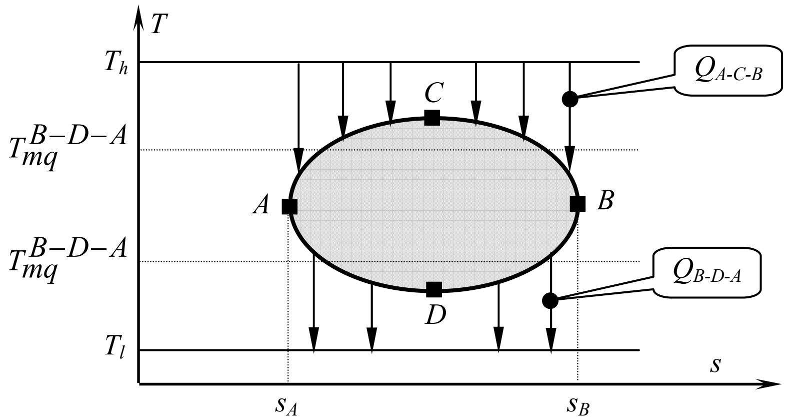


Fig. 2. Schema interacțiunilor termice ale unui proces ciclic motor, presupus reversibil intern (alcãtuit dintr-o susccesiune de transformãri reversibile)

Lucrul mecanic ciclic va fi în concordanțã cu principiul conservãrii energiei, egal cu suma algebricã a relațiilor termice cu cele douã surse termice externe:

$$W_{ciclic} = Q_{A-C-B} - |Q_{B-D-A}| = \left(T_{mq}^{A-C-B} - T_{mq}^{B-D-A}\right)(S_B - S_A),$$

deoarece $(S_A - S_B) = -(S_B - S_A)$ cu $(S_B - S_A) > 0$

Pentru ciclul motor considerat, randamentul termic va fi:

$$\eta_t = \frac{W_{ciclic}}{Q_{ciclic}^{consumat}} = \frac{W_{ciclic}}{Q_{A-C-B}} = 1 - \frac{|Q_{B-D-A}|}{Q_{A-C-B}} = 1 - \frac{T_{mq}^{B-D-A}}{T_{mq}^{A-C-B}} < 1$$

Se constatã cã în diagrama temperaturã – entropie, prin intermediul temperaturilor termodinamice medii, se poate defini o relație generalizantã a randamentului termic care ne poate conduce la definirea ciclurilor ideale cu coeficientul de performanțã, CPE, maxim – maximorum.

Pentru acest scop vom analiza cele douã posibilitãți de funcționare ciclicã, un ciclu motor – direct şi un ciclu frigorific – invers, vezi figura 3.

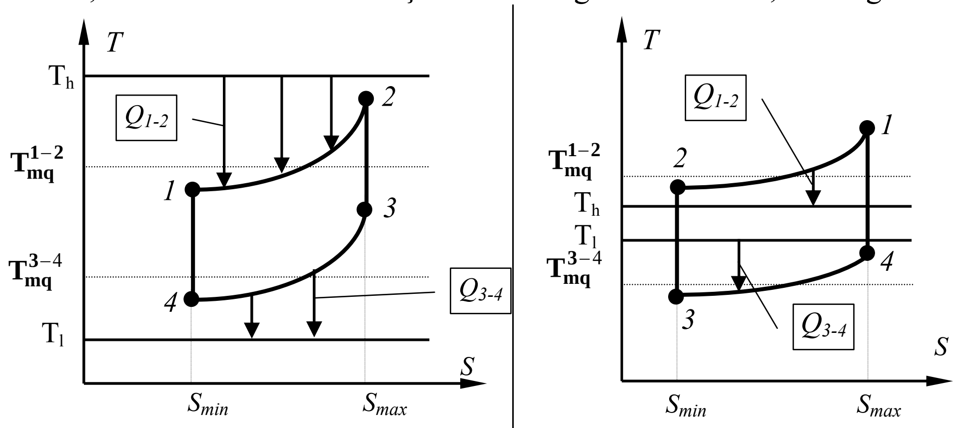


Fig. 3. Schema ciclurilor de bazã, presupuse reversibile

3.a. – ciclu motor | 3.b. – ciclu frigorific

1 – 2 şi 3 – 4 sunt procese neadiabatice iar,
2 – 3 şi 4 – 1 sunt adiabatice,
T_h – temperatura sursei calde, T_l – temperatura sursei reci

În ciclul motor, cãldura $Q_{1\text{-}2}$ consumatã de la sursa caldã genereazã ciclic lucru mecanic cu un CPE (randamentul termic):

$$CPE = \eta_t = \frac{W_{ciclic}}{Q_{ciclic}^{consumat}} = \frac{W_{ciclic}}{Q_{1-2}} = 1 - \frac{|Q_{3-4}|}{Q_{1-2}} = 1 - \frac{T_{mq}^{3-4}}{T_{mq}^{1-2}} = 1 - \frac{T_l + \Delta T_l}{T_h - \Delta T_h},$$

în care $\Delta T_l = T_{mq}^{3-4} - T_l$ iar $\Delta T_h = T_h - T_{mq}^{1-2}$ sunt diferențe medii de temperaturã surse termice externe – agent de lucru.

În ciclul frigorific, frigul produs la sursa rece, $Q_{3\text{-}4}$, consumã ciclic lucru mecanic cu un CPE (eficiența frigorificã):

$$CPE = \varepsilon_f = \frac{Frig_{ciclic}}{W_{ciclic}^{consumat}} = \frac{Q_{3-4}}{|Q_{1-2}| - Q_{3-4}} = \frac{T_{mq}^{3-4}}{T_{mq}^{1-2} - T_{mq}^{3-4}} = \frac{T_l - \Delta T_l}{(T_h + \Delta T_h) - (T_l - \Delta T_l)}$$

în care $\Delta T_l = T_l - T_{mq}^{3-4}$ iar $\Delta T_h = T_{mq}^{1-2} - T_h$ pot fi considerate ca diferențe medii de temperaturã surse termice externe – agent de lucru.

Precizãm încã odatã cã poziția temperaturilor în diagrama $T - S$, respectiv diferențele de temperaturã, respectã sensul natural de transfer al energiei termice, vezi definiția lui R. Clausius pentru principiul doi. Sursele termice externe sunt considerate cã au capacitãți termice infinite, respectiv au temperaturi constante în timpul funcționãrii ciclice.

Ciclurile ideale, complet reversibile, se obțin la limitã, când diferențele de temperaturã ΔT_l şi ΔT_h tind spre valori infinitesimale. Se constatã cã ciclurile ideale, complet reversibile, sunt de fapt cicluri *CARNOT* ideale care au cel mai mare posibil CPE, prin comparație cu oricare alt ciclu similar din punct de vedere operațional, vezi figura 4:

$$CPE_{\substack{motor\\ideal}} = \eta_{CARNOT} = 1 - \frac{T_l + dT_l}{T_h - dT_h} \cong 1 - \frac{T_l}{T_h}$$

$$CPE_{\substack{frigorific\\ideal}} = \varepsilon_{CARNOT} = \frac{T_l - dT_l}{(T_h + dT_h) - (T_l - dT_l)} \cong \frac{T_l}{T_h - T_l}$$

În concluzie, indiferent de ciclul operațional, deşi lucrul mecanic este egal cu energia termicã schimbatã ciclic, în acord cu principiul unu, numai principiul doi ne poate reliefa diferența calitativã dintre cele douã tipuri de energii. Printre ciclurile posibile ce evolueazã între aceleaşi surse termice, ciclul CARNOT ideal are cel mai mare posibil CPE, deci intermediazã cel mai bine conversia energeticã cãldurã – lucru mecanic. Astfel, motorul CARNOT ideal consumã cãldura minimã de la sursa caldã pentru a produce un anumit lucru mecanic, iar maşina frigorificã CARNOT idealã consumã

lucrul mecanic minim pentru a realiza frigul impus. Din aceste considerente, ciclul CARNOT ideal, ce interacționeazã termic cu sursele externe la diferențe elementare de temperaturã, este considerat complet reversibil şi devine astfel un „***arbitru***" pentru definirea tipurilor de energii şi calitãții acestora, a ireversibilitãții şi cuantificãrii acesteia.

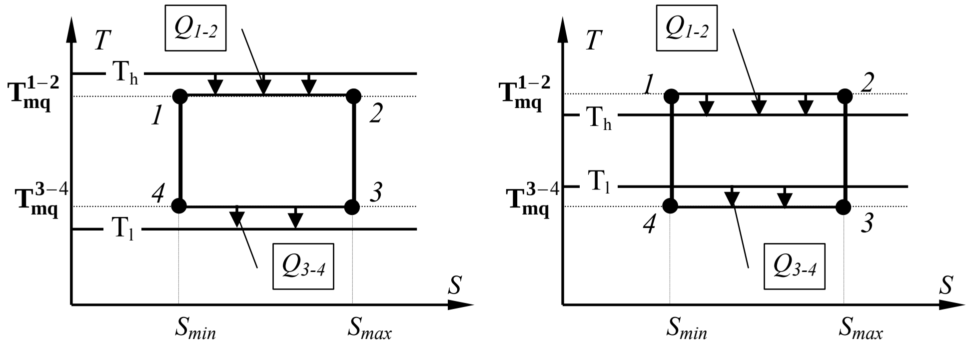


Fig. 4. Schema ciclurilor ideale de bazã, complet reversibile

3.a. – ciclu motor, 3.b. – ciclu frigorific,

$T_l = T_{mq}^{3-4} - dT_l, T_h = T_{mq}^{1-2} + dT_h \quad T_l = T_{mq}^{3-4} + dT_l, T_h = T_{mq}^{1-2} - dT_h$

1 – 2 şi 3 – 4 sunt procese izotermice iar,
2 – 3 şi 4 – 1 sunt adiabatice,
T_h este temperatura sursei calde, T_l este temperatura sursei reci

Tipuri de energii

Calitativ, putem defini douã tipuri de energii, fiecare având atât forme de acumulare în materie cât şi forme de transfer între corpuri/sisteme distincte.

a) ***Energii ordonate***, care pot fi convertite, reversibil, în totalitate în orice alt tip de energie. Conversia poate fi realizatã indiferent care sunt parametri mediului exterior. Din punct de vedere tehnic au un grad maxim de utilizare (100%) şi de aceea sunt considerate energii „nobile".

a.1. Exemple de forme de acumulare: energiile cineticã, potenţialã, magneticã, electricã. Formele de acumulare sunt funcţii de stare.

a.2. Forma de transfer, unicã, este lucrul mecanic. Forma de transfer este o funcţie de proces, depinde de drumul ales între stãrile de capãt ale procesului.

b) ***Energii dezordonate***, care pot fi transformate, reversibil, parţial în energii ordonate. Gradul de conversie depinde atât de parametrii de stare ai agentului purtãtor cât şi de parametrii de stare ai mediului exterior. Energiile dezordonate sunt aferente agitaţiei termice.

b.1. Exemple de forme de acumulare: energia internã, entalpia. Formele de acumulare sunt funcţii de stare.

b.2. Forma de transfer, unicã, este cãldura. Forma de transfer este o funcţie de proces, depinde de drumul ales între stãrile de capãt ale procesului.

---

*Termenul de „**ordonat**" ţine cont de modul organizat de participare la conversie a purtãtorilor energiei (molecule,atomi, electroni), în aceeaşi direcţie cu acelaşi efect. De exemplu, în timpul conversiei energiei cinetice, toate microparticulele corpului/sistemului participã la conversie, la nivel macroscopic, ca o „armatã" organizatã.*

*Termenul :**dezordonat**" ţine cont de agitaţia termicã, Astfel de exemplu, la conversia energiei interne, nu toate moleculele vor sã participe în mod egal la conversie, unele molecule se „implicã" mai multe altele chiar se opun, funcţie de starea energeticã proprie. Pe ansamblul sistemului de microparticule se respectã principiul doi, respectiv sensul natural de propagare a energiei de la potenţial energetic mare la potenţial mic.*

Formele de transfer sunt interacţiuni între corpuri/sisteme, se manifestã pe conturul corpurilor/sistemelor în contact energetic şi reprezintã modalitatea posibilã de schimb energetic între corpuri/sisteme.

Cauze de ireversibilitate

Ireversibilitatea deterioreazã conversia energeticã, atât între aceleaşi tipuri de energii cât şi între energiile ordonate şi cele dezordonate.

Înrãutãţirea conversiei energetice se face prin comparaţie cu cazul

similar complet reversibil, vezi din nou ciclul CARNOT ideal.

Ca urmare cauzele de ireversibilitate sunt „originile” ce afectează negativ conversia energetică prin comparație cu conversia complet reversibilã.

Dacã ne raportãm la un sistem termodinamic ce funcționează ciclic/continuu şi în acelaşi timp interacționează cu mediul exterior (ex. sursele termice externe), atunci putem clasifica cauzele de ireversibilitate în douã grupe principale.

A. *Cauze interne*

- arderea ca modalitate de realizare a sursei calde şi reacțiile chimice puternic exotermice sau endotermice,
- curgerea cu frecãri a agenților de lucru,
- laminarea ca modalitate de reducere a presiunii (debitului) agenților de lucru,
- transferul de cãdurã intern la diferență finitã de temperaturã,
- amestecarea agenților de lucru,
- transferul intern de energie prin lucru mecanic la diferențe finite între acțiuni şi reacțiuni (exemple: comprimarea sau destinderea cu viteze foarte mari provocate de diferențe finite de presiune, la limitã exploziile, imploziile).

B. *Cauze externe*

- schimbul de cãdurã cu sursele termice externe la diferențe finite de temperaturã,
- schimbul de substanță cu mediul exterior ce are parametrii de stare diferiți de cei ai agenților de lucru,
- schimbul de energie prin lucru mecanic la diferențe finite între acțiuni şi reacțiuni.

Ireversibilitatea produce (generează) o creştere suplimentară de

entropie (pozitivã), în orice proces, şi corespunde unui efect termic ireversibil echivalent care contribuie la creşterea agitației termice, respectiv duce la „deteriorarea" fie a energiilor ordonate, fie a capacitãții de conversie reversibilã a energiilor dezordonate.

Generarea ireversibilã de entropie poate fi cuantificatã prin comparație cu procesul echivalent reversibil, dacã acesta existã, altfel variația de entropie este cauzatã în totalitate prin ireversibilitate. Pentru o masã oarecare *m* vom avea astfel:

$$dS_{ir} = dS_{ireversibil} - dS_{reversibil} = \frac{\delta Q_{irev}}{T} = \overset{PIT}{=} \left(\frac{dH}{T} - \frac{V}{T}dp\right)_{ireversibil} - \left(\frac{dH}{T} - \frac{V}{T}dp\right)_{reversibil} \quad \text{[J/K]}$$

Pentru masa unitarã $m = 1$ kg vom avea:

$$ds_{ir} = ds_{ireversibil} - ds_{reversibil} = \frac{\delta q_{irev}}{T} = \overset{PIT}{=} \left(\frac{dh}{T} - \frac{v}{T}dp\right)_{ireversibil} - \left(\frac{dh}{T} - \frac{v}{T}dp\right)_{reversibil} \quad \text{[J/kg K]}$$

unde δq_{ir} şi δQ_{ir} reprezintã efectul termic echivalent al ireversibilitãtii ce contribuie la creşterea agitației termice, iar ds_{ir} şi dS_{ir} reprezintã generarea suplimentarã de entropie cauzatã de ireversibilitate.

ELEMENTE DE TERMODINAMICĂ

Analiza funcţionării ireversibile a sistemelor termodinamice necesitã manipularea metodei fenomenologice într-o formã cât mai completã şi de aceea considerãm cã este utilã prezentarea ecuaţiilor caracteristice ale principiilor incluse în aceastã metodã.

Metoda fenomenologicã este cel mai complex şi puternic instrument ce poate fi utilizat pentru analiza, proiectarea şi optimizarea sistemelor termodinamice. Reamintim cã aceastã metodã include o bazã teoreticã constituitã în principal prin principiile unu şi doi ale termodinamicii, principul conservãrii masei şi principiul conservãrii impulsului, precum şi o baza de date teoretico – experimentale ce cuantificã proprietãţile termo-chimice ale substanţelor şi influenţa frecãrilor.

Ecuaţiile caracteristice principiilor incluse în metoda fenomenologicã depind de tipul sistemului termodinamic şi de mãrimea acestuia (macro sau micro). Vom prezenta în continuare câteva cazuri de aplicare generalã a bazei teoretice a metodei fenomenologice.

SISTEME TERMODINAMICE MACROSCOPICE ÎNCHISE, STI

Notaţiile ce vor fi folosite în ecuaţiile urmãtoare, pentru STI, sunt:

- E [J] energia STI,
- g [m/s^2] acceleraţia gravitaţionalã,
- m [kg] masa STI,
- $\dot{Q}$ [W] flux termic schimbat cu exteriorul,
- S [J/K] entropia STI,
- $\dot{S}_{gen}$ [W/K] flux de entropie generat prin ireversibilitate,
- T [K] temperatura absolutã pe conturul STI,
- t [s] timp,
- U [J] energia interna a STI,
- $\bar{V}$ [m/s] viteza STI,
- Z [m] poziţia STI în câmpul gravitaţional,
- $\dot{W}$ [W] schimbul mecanic de putere STI – mediu exterior,

Sistemele termodinamice închise nu schimbã substanţã cu mediul exterior, respectiv masa acestora poate consideratã practic constantã la scara macroscopicã, vezi figura 5.

Vom presupune un caz general, respectiv un sistem termodinamic închis mobil care are masa m = constantã, energia globalã E, viteza $\bar{V}$ şi înãlţimea Z în câmpul gravitaţional extern.

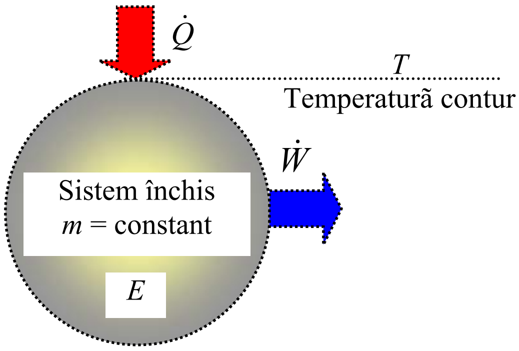


Fig. 5.
Schema interacţiunilor energetice pentru un sistem termodinamic închis, STI

Principiul unu al termodinamicii, PIT

Pentru o evoluţie raportatã la timp, care este provocatã de contactele energetice, termice $\dot{Q}$ şi mecanice $\dot{W}$, de asemenea raportate la timp, ecuaţia primarã de bilanţ energetic este:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \dot{Q} - \dot{W}_{global}$$

În aceastã ecuaţie, energia globalã include energia internã proprie, U, şi energiile externe, cineticã $E_c = m \cdot \frac{\bar{V}^2}{2}$ şi potenţialã $E_p = m \cdot g \cdot Z$ (depind de condiţii externe, viteza $\bar{V}$ într-un sistem geometric exterior şi înãlţimea Z în câmpul de forţe extern – gravitaţional):

$$E = U + m \cdot \left(\frac{\overline{V}^2}{2} + g \cdot Z \right)$$

Contactele energetice raportate la timp au urmãtoarele aspecte:

- fluxul termic $\dot{Q}$ depinde numai de diferența de temperaturã interior – exterior dar,
- puterea mecanicã globalã $\dot{W}_{global}$ include doi termeni, primul reprezintã puterea mecanicã de deformare corespunzãtor presiunii externe, p_e, ce acționeazã pe conturul sistemului (este practic egalã cu presiunea internã, p, în cazul evoluțiilor reversibile) iar al doilea termen este aferent forțelor externe ce modificã doar viteza şi poziția sistemului:

$$\dot{W}_{global} = \dot{W} + \dot{W}_{\substack{accelerare+\\ modificare\ pozitie}}$$, în care $\dot{W} = +p_e \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \cong +p \cdot \frac{\partial V}{\partial t}$.

Accelerarea şi modificarea poziției sistemului sunt fenomene pur mecanice, deci putem considera:

$$\dot{W}_{\substack{accelerare+\\ modificare\ pozitie}} = -\frac{\partial E_c}{\partial t} - \frac{\partial E_p}{\partial t}.$$

Având în vedere aceste considerente, se obține astfel o relație generalã a principiului unu pentru toate sistemele termodinamice închise, mobile sau imobile, cu evoluții reversibile:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \dot{Q} - \dot{W} = \dot{Q} - p \cdot \frac{\partial V}{\partial t}$$

Pentru masa unitarã vom avea:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \dot{q} - \dot{w} = \dot{q} - p \cdot \frac{\partial v}{\partial t}$$

Principiul doi al termodinamicii, PDT

Pentru acelaşi sistem, figura 5, vom avea conform R. Clausius

$\frac{\dot{Q}}{T} \leq \frac{\partial S}{\partial t}$, respectiv generarea de entropie prin ireversibilitate va fi:

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\partial S}{\partial t} - \frac{\dot{Q}}{T}$$

Principiul de conservare a masei, PCM

$$m = constant$$

Principiul de conservare al impulsului, PCI

Forțele ce acționează asupra unui STI mobil cu o evoluție reversibilã pot fi grupate în urmãtoarele douã grupe de interacțiuni distincte prin forțe:

- forțe externe ce modificã viteza (energia cineticã) şi poziția (energia potențialã) unui STI mobil, respectiv prin raportare la timp, vom obține:

$$\dot{W}_{\substack{accelerare+\\ modificare\ pozitie}} = -m\frac{\partial\left(\overline{V}^2/2\right)}{\partial t} - m\frac{\partial(g \cdot Z)}{\partial t}$$

- forța corespunzãtoare presiunii exercitate de mediul exterior asupra conturului STI mobil, produce o deformare a acestuia, de asemenea prin raportare la timp şi presupunând interacțiunea mecanicã de deformare reversibilã vom avea:

$$\dot{W} = +p_e \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \cong +p \cdot \frac{\partial V}{\partial t}$$

SISTEME TERMODINAMICE MACROSCOPICE DESCHISE, STD

Notațiile ce vor fi folosite în ecuațiile următoare, pentru STD, sunt:

- E [J] energia globalã a STD,
- $\vec{F}$ [N] forțe externe pe conturul STD,
- T [K] temperatura absolutã pe conturul STD,
- t [s] timp, [s]

- g [m/s^2] accelerația gravitațională,
- h [J/kg K] entalpia specificã,
- m [kg] masa STD,
- $\dot{m}$ [kg/s] debite masice,
- $\dot{Q}$ [W] fluxul termic schimbat cu exteriorul,
- s [J/kg K] entropia specificã,
- $\dot{S}_{gen}$ [W/K] flux de entropie generat prin ireversibilitate,
- U [J] energia interna medie a STD,
- $\bar{V}$ [m/s] viteze de curgere fluide,
- $\bar{\bar{V}}$ [m/s] viteza STD
- $\vec{\bar{V}}$, $\vec{\bar{\bar{V}}}$ [m/s] vectori vitezã
- Z [m] poziția secțiunilor de curgere,
- $\bar{Z}$ [m] poziția STD,
- $\dot{W}_t$ [W] puterea mecanicã la arbore,

Sistemele termodinamice deschise schimbã substanțã cu mediul exterior. În general un sistem deschis interacționează mecanic cu exteriorul prin intermediul unui ax/arbore motor, iar relația mecanicã corespunzãtoare poartã denumirea de lucru mecanic tehnic sau putere mecanicã la ax/arbore dacã ne raportãm la timp, vezi figura 6.

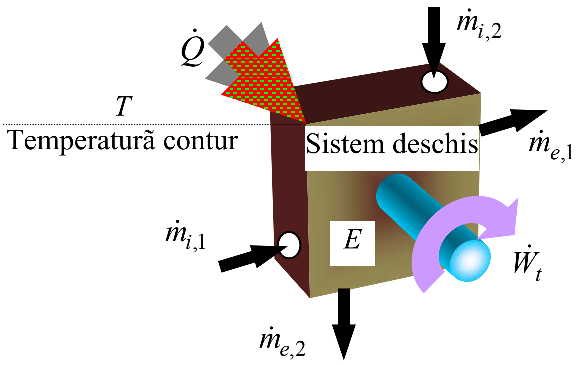


Fig. 6.
Schema interacțiunilor energetice şi masice pentru un sistem termodinamic deschis, STD

Pentru STD din figura 6 vom presupune cazul generalizant definit prin următoarele caracteristici ale unei evoluții reversibile în timp:

- STD este mobil, cu viteza $\overline{\overline{\vec{V}}}$,
- STD are poziția $\overline{Z}$ în câmpul gravitațional,
- STD este deformabil, îşi modifică volumul în timpul evoluției, ca urmare interacționează mecanic cu mediul exterior prin lucrul mecanic al presiunii externe p_e iar, presiunea internă este variabilă pe circuitul intrare – ieşire şi nu mai este egală cu cea a mediului exterior,
- curgerea prin STD este reversibilă, precum şi transformările parcurse de agentul de lucru între secțiunile de intrare şi ieşire sunt reversibile.

În cazul sistemelor deschise, cele două tipuri de interacțiuni cu mediul extern, energetice şi masice, trebuie corelate prin două axiome, I şi II, ce sintetizează conservarea energiei şi masei la scara macro.

Principiul unu al termodinamicii, PIT – axioma I

- ***"Prin orice suprafață închisă dintr-un sistem termodinamic deschis suma algebrică a energiilor ce traversează această suprafață în unitatea de timp (puteri) este egală cu viteza de variație a energiei masei incluse de suprafața închisă."*** Aplicând această axiomă pe conturul exterior al STD, vom obține:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \dot{Q} - \dot{W}_t - \dot{W}_{def} - \dot{W}_{\substack{accelerare+\\ modificare\ pozitie}} +$$

$$+ \sum_{1,2,...}\left[\dot{m}\left(h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right)\right]_i - \sum_{1,2,...}\left[\dot{m}\left(h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right)\right]_e$$

$$\text{cu } E = U + m\left(\frac{\overline{\overline{V}}^2}{2} + g \cdot \overline{Z}\right) \text{ şi } \dot{W}_{def} = +p_e \frac{\partial V}{\partial t}$$

Dar, vezi şi cazul STI mobil, şi pentru STD accelerarea şi modificarea poziției în câmp gravitațional sunt fenomene pur mecanice (considerate

reversibile) şi ca urmare vom putea scrie:

$$\dot{W}_{\substack{accelerare+\\ modificare\ pozitie}} = -\frac{\partial}{\partial t}\left(\dot{m}\frac{\overline{V}^2}{2}\right) - \frac{\partial}{\partial t}(\dot{m}g\bar{Z})$$

Dupã simplificãri vom avea în final:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \dot{Q} - \dot{W}_t - \dot{W}_{def} + \sum_{1,2,...}\left[\dot{m}\left(h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right)\right]_i - \sum_{1,2,...}\left[\dot{m}\left(h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right)\right]_e =$$

$$= \dot{Q} - \dot{W}_t - p_e\frac{\partial V}{\partial t} + \sum_{1,2,...}\left[\dot{m}\left(h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right)\right]_i - \sum_{1,2,...}\left[\dot{m}\left(h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right)\right]_e$$

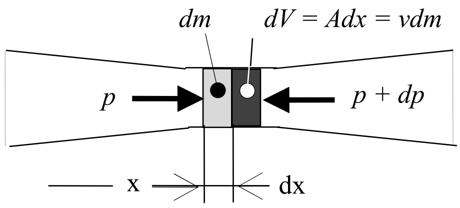
Prin intermediul sistemelor deschise, principiul unu oferã posibilitatea de a defini entalpia ca parametru de stare şi a lucrului mecanic tehnic specific reversibil.

Entalpia ca parametru de stare

Pentru a defini entalpia ca parametru de stare, vom considera cel mai simplu sistem deschis, o conductã rigidã şi izolatã termic, vezi figura 7. Considerând o curgere staționarã, pe un segment de conductã considerat sistem deschis, vom avea pentru acest sistem $\frac{\partial m}{\partial t} = 0$ şi $\frac{\partial E}{\partial t} = 0$ şi astfel putem scrie:

- $\dot{m} = constant$, debit masic constant în orice secțiune de curgere şi
- $e = u + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ + w_d = u + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ + pv = h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ = constant$,

  energia specificã a masei unitare în curgere este constantã în orice secțiune.



$dW_d = F_p\, dx = pAdx = pdV = pvdm$

$dW_d = w_d\, dm$, iar $w_d = pv$

Fig. 7.
Schema de curgere pentru definirea entalpiei ca parametru de stare, dW_d este lucrul mecanic de dizlocare (deplasare) necesar curgerii

Astfel rezultã cã entalpia specificã $h = u + w_d = u + pv$ este suma dintre energia internã specificã u şi lucrul mecanic specific de dizlocare $w_d = pv$ consumat pentru asigurarea curgerii masei unitare. w_d este efectuat de presiunea localã p ce „împinge” din spate masa unitarã, în plus chiar dacã aparent între secțiunile de intrare şi ieşire nu se schimbã nici un fel de energie cu exteriorul, schimbul de substanțã nu poate fi realizat decât prin intermediul acestui w_d, la intrare primit din mediul extern sistemului şi la ieşire cedat mediul extern. Se constatã de asemenea cã w_d este în acest caz o funcție de stare deoarece si presiunea şi volumul specific sunt parametri de stare şi deci şi produsul lor.

Semnificația fizicã a entalpiei poate fi datã prin comparația ecuațiilor *PIT* pentru masa unitarã consideratã sistem închis mobil şi aceeaşi masã unitarã în curgere printr-un sistem deschis:

$$m = 1 \text{ kg, STI mobil, } e = u + \frac{\overline{V}^2}{2} + gz,$$

$$m = 1 \text{ kg în curgere printr-un STD, } e = h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ,$$

Pentru un STI, energia internã specificã reprezintã capacitatea energeticã internã a masei unitare de a interacționa cu mediul exterior prin cãldurã şi lucru mecanic de deformare iar, pentru cazul unui STD, entalpia specificã reprezintã capacitatea energeticã proprie a masei unitare de a interacționa cu mediul extern sistemului deschis prin cãldurã şi lucru mecanic tehnic.

Lucrul mecanic tehnic specific reversibil

Pentru sistemul deschis din figura 6, considerãm urmãtoarele condiții restrictive:

- regim staționar, deci $\frac{\partial m}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial U}{\partial t} = 0$ şi $\dot{m}_i = \dot{m}_e = \dot{m}$
- un singur fluid de lucru,
- o evoluție reversibilã intern,
- STD rigid, adicã $\dot{W}_{def} = p_e \frac{\partial V}{\partial t} = 0$.

Prin raportare la masa unitarã şi corelând ecuațiile principiului unu pentru STD şi STI, prin eliminarea reciprocã a termenului $\dot{Q}$, vom obține:

$$l_t = \dot{m}\left(-\int_i^e v \cdot dp - \int_i^e \bar{V} \cdot d\bar{V} - \int_i^e g \cdot dZ\right) \text{ [J/kg], respectiv}$$

$$\dot{W}_t = \dot{m} \cdot l_t \text{ [W]}$$

Principiul de conservare a masei, PCM, axioma II

- ***"Prin orice suprafațã închisã dintr-un sistem termodinamic deschis suma algebricã a maselor ce traverseazã aceastã suprafațã în unitatea de timp (debite masice) este egalã cu viteza de variație a masei incluse de suprafața închisã."*** Aplicând aceastã axiomã pe conturul exterior al STD, vom obține:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \sum_{1,2,...}(\dot{m})_{intrare} - \sum_{1,2,...}(\dot{m})_{iesire}$$

Principiul de conservare al impulsului, PCI

Conservarea impulsului este descrisã prin urmãtoarea ecuație vectorialã de echilibru de forțe:

$$\frac{D\left(m\cdot\vec{\bar{V}}\right)}{Dt} = \sum_{\substack{forte\\externe}}\vec{F} + \left(\sum_{1,2,...}\left(\dot{m}\cdot\vec{\bar{V}}\right)_{intrare} - \sum_{1,2,...}\left(\dot{m}\cdot\vec{\bar{V}}\right)_{iesire}\right)_{\substack{schimb\ de\\substanta}}$$

Ecuaţia vectorialã de mai sus este echivalentã cu un ansamblu de trei ecuaţii scalare, de echilibru a componentelor forţelor pe cele trei axe ale unui sistem geometric ales. În ecuaţiile scalare, de echilibru ale componentelor forţelor pe cele trei axe ale sistemului geometric cartezian, operatorul D/Dt are forma:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{V}_x\frac{\partial}{\partial x} + \bar{V}_y\frac{\partial}{\partial y} + \bar{V}_z\frac{\partial}{\partial z}$$

Principiul doi al termodinamicii, PDT

Pentru acelaşi sistem, figura 6, vom avea conform R. Clausius $\sum_{contur}\dot{m}\cdot s + \frac{\dot{Q}}{T} \le \frac{\partial S}{\partial t}$, respectiv:

$$\sum_{1,2,...}(\dot{m}\cdot s)_{intrare} - \sum_{1,2,..}(\dot{m}\cdot s)_{iesiree} + \frac{\dot{Q}}{T} \le \frac{\partial S}{\partial t}$$

iar generarea de entropie prin ireversibilitate va fi

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\partial S}{\partial t} - \frac{\dot{Q}}{T} - \sum_{1,2,...}(\dot{m}\cdot s)_{intrare} + \sum_{1,2,...}(\dot{m}\cdot s)_{iesire}$$

METODA FENOMENOLOGICÃ PENTRU CURGEREA FLUIDELOR

Procesele de curgere cu schimburi de energie sunt extrem de complexe. În general, pentru curgeri, ecuaţiile de bilanţ energetic, entropic,

masic, şi ale transferului de impuls se deduc pe volume de control elementare considerate sisteme termodinamice deschise.

La această scarã se pot adopta ipoteze simplificatoare care nu afecteazã evaluãrile curgerii la scara macroscopicã. Ecuaţiile folosite în majoritatea curgerilor sunt deduse pentru cazul curgerilor laminare şi sunt extrapolate aproximativ la curgerile turbulente prin considerarea valorilor locale medii în timp ale mãrimilor caractersitice curgerii.

În cazul curgerii fluidelor, conservarea energiei trebuie de asemenea corelatã simultan cu conservarea impulsului şi conservarea masei. Ecuaţiile caracteristice conservãrii energiei, impulsului şi masei se dezvoltã pe acelaşi volum de control elementar. Generarea de entropie prin ireversibilitate trebuie cuantificatã în final prin intermediul corelaţiilor principiilor de tip conservativ, pe acelaşi volum de control, vezi figurile 8 (PCM), 9 (PCI), 10 (PIT).

Principiul de conservare a masei, PCM

Notaţiile ce vor fi folosite în ecuaţiile PCM, pentru curgerea fluidelor, sunt:

- A [m^2], aria transversalã de curgere,
- $\dot{m}$ [kg/s], debitul masic,
- V [m^3], volumul,
- $\bar{V}$ [m/s], viteza,
- *x, y, z,* variabile geometrice,
- ρ [kg/m^3], densitatea

Pentru volumul de control ales, vezi figura 8, bilanţul masic va fi

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot dV = \sum_{intrari} d\dot{m}_n - \sum_{iesiri} d\dot{m}_{n+dn}$$

$$\Rightarrow \frac{D\rho}{Dt} + \rho\left(\frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{V}_z}{\partial z}\right) = 0$$

unde $\frac{D}{Dt}=\frac{\partial}{\partial t}+\overline{V}_x\frac{\partial}{\partial x}+\overline{V}_y\frac{\partial}{\partial y}+\overline{V}_z\frac{\partial}{\partial z}$ *este derivata substanțialã în raport cu timpul*

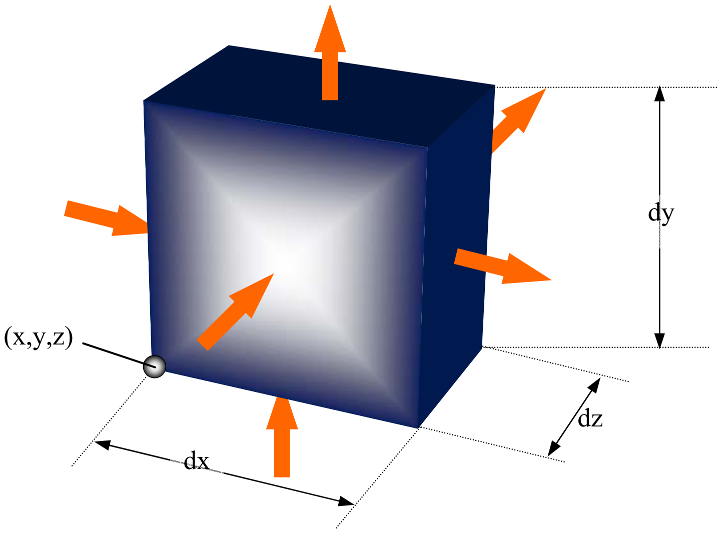


Fig. 8. Schema interacțiunilor masice ale unui volum de control elementar, $dV = dx \cdot dy \cdot dz$, în coordonate carteziene

$$d\dot{m}_{n=x,y,z}=\rho\cdot\overline{V}_n\cdot dA_n,\; d\dot{m}_{n+dn}=\rho\cdot\overline{V}_n\cdot dA_n+\frac{\partial\left(\rho\cdot\overline{V}_n\right)}{\partial n}\cdot dV$$

$$n = x \rightarrow \overline{V}_x \text{ şi } dA_x = dydz;$$

$$n = y \rightarrow \overline{V}_y \text{ şi } dA_y = dxdz;$$

$$n = z \rightarrow \overline{V}_z \text{ şi } dA_z = dxdy;$$

Pentru modelul de curgere la densitate constantã (ρ = const.) vom obține, prin simplificare:

$$\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial x}+\frac{\partial\overline{V}_y}{\partial y}+\frac{\partial\overline{V}_z}{\partial z}=0$$

Principiul de conservare al impulsului, PCI

Notațiile ce vor fi folosite în ecuațiile PCI, pentru curgerea fluidelor, sunt:

- F_I [N] forța de inerție,
- g [m/s^2] accelerația gravitațională,
- p [N/m^2] presiunea,
- t [s], timpul
- ΔT [K] diferența de temperatură pentru convecția naturală,
- $\bar{V}$ [m/s] viteza,
- *x, y, z,* variabile geometrice,
- X, Y, Z, componentele forței impuse de câmpul gravitațional,
- β [K^{-1}] coeficientul de dilatare volumică,
- μ [Ns/m^2] vâscozitatea dinamică,
- ρ [kg/m^3] densitatea,
- σ [N/m^2] tensiuni tangențiale,
- τ [N/m^2] tensiuni normale.

Pentru volumul de control ales şi considerând cazul curgerii laminare, ecuația de echilibru a forțelor, vezi figura 9, ce acționează pe suprafețele acestuia, este definită printr-o ecuație vectorială ce postulează

Forța de inerție = Rezultanta forțelor externe

Ecuația vectorială a echilibrului de forțe, este echivalentă cu următorul sistem de trei ecuații scalare, ce redau echilibrul componentelor forțelor pe cele trei axe ale sistemului geometric ales, cartezian:

axa x:
$$\rho\frac{D\bar{V}_x}{Dt} = X + \frac{\partial\sigma_{x,x}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{x,y}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{x,z}}{\partial z},$$

axa y:
$$\rho\frac{D\bar{V}_y}{Dt} = Y + \frac{\partial\sigma_{y,y}}{\partial y} + \frac{\partial\tau_{y,x}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{y,z}}{\partial z},$$

axa z:
$$\rho\frac{D\bar{V}_z}{Dt} = Z + \frac{\partial\sigma_{z,z}}{\partial z} + \frac{\partial\tau_{z,x}}{\partial x} + \frac{\partial\tau_{z,y}}{\partial y}.$$

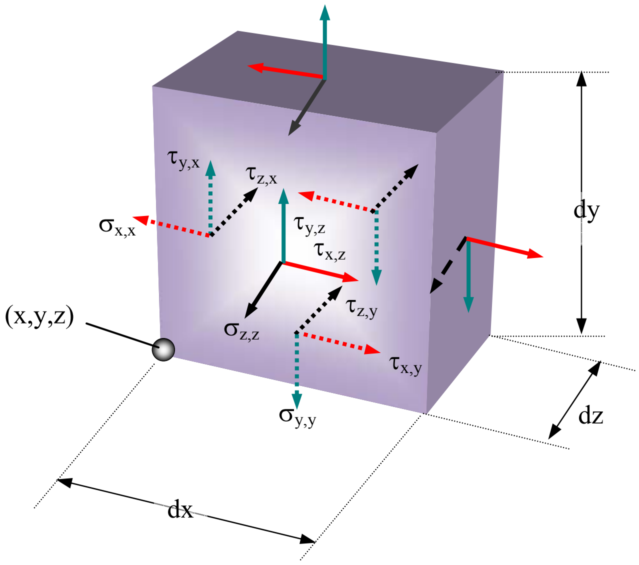


Fig. 9. Schema forțelor ce acționează pe suprafețele volumului de control elementar, $dV = dx \cdot dy \cdot dz$, în coordonate carteziene

Pentru modelul cu densitatea constantã vom avea prin simplificare:

$$\rho \frac{D\overline{V}_x}{Dt} = X - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu\left(\frac{\partial^2 \overline{V}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{V}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{V}_x}{\partial z^2}\right),$$

$$\rho \frac{D\overline{V}_y}{Dt} = Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu\left(\frac{\partial^2 \overline{V}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{V}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{V}_y}{\partial z^2}\right),$$

$$\rho \frac{D\overline{V}_z}{Dt} = Z - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu\left(\frac{\partial^2 \overline{V}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{V}_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{V}_z}{\partial z^2}\right)$$

În relațiile anterioare, termenii au următoarele formule de definire:

Tensiuni normale – aproximația Stokes

$$\sigma_{x,x} = -p + 2\mu \frac{\partial \overline{V}_x}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial x} + \frac{\partial \overline{V}_y}{\partial y} + \frac{\partial \overline{V}_z}{\partial z}\right),\ \sigma_{x,x+dx} = \sigma_{x,x} + \frac{\partial \sigma_{x,x}}{\partial x}dx$$

$$\sigma_{y,y} = -p + 2\mu \frac{\partial \overline{V}_y}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial x} + \frac{\partial \overline{V}_y}{\partial y} + \frac{\partial \overline{V}_z}{\partial z}\right),\ \sigma_{y,y+dy} = \sigma_{y,y} + \frac{\partial \sigma_{y,y}}{\partial y}dy$$

$$\sigma_{z,z} = -p + 2\mu \frac{\partial \overline{V}_z}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial x} + \frac{\partial \overline{V}_y}{\partial y} + \frac{\partial \overline{V}_z}{\partial z}\right),\ \sigma_{z,z+dz} = \sigma_{z,z} + \frac{\partial \sigma_{z,z}}{\partial z}dz$$

Tensiuni tangențiale – simetria Cauchy

$$\tau_{x,y} = \tau_{y,x} = \left(\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial y} + \frac{\partial \overline{V}_y}{\partial x}\right),\ \tau_{x,y+dy} = \tau_{x,y} + \frac{\partial \tau_{x,y}}{\partial y}dy,\ \tau_{y,x+dx} = \tau_{y,x} + \frac{\partial \tau_{y,x}}{\partial x}dx$$

$$\tau_{x,z} = \tau_{z,x} = \left(\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial z} + \frac{\partial \overline{V}_z}{\partial x}\right),\ \tau_{x,z+dz} = \tau_{x,z} + \frac{\partial \tau_{x,z}}{\partial z}dz,\ \tau_{z,x+dx} = \tau_{z,x} + \frac{\partial \tau_{z,x}}{\partial x}dx$$

$$\tau_{y,z} = \tau_{z,y} = \left(\frac{\partial \overline{V}_y}{\partial z} + \frac{\partial \overline{V}_z}{\partial y}\right),\ \tau_{y,z+dz} = \tau_{y,z} + \frac{\partial \tau_{y,z}}{\partial z}dz,\ \tau_{z,y+dy} = \tau_{z,y} + \frac{\partial \tau_{z,y}}{\partial y}dy$$

Forțe gravitaționale

$$X = \begin{cases} \rho g_x - \begin{Bmatrix} convectie \\ fortata \end{Bmatrix} \\ \rho g_x \beta \Delta T - \begin{Bmatrix} convectie \\ naturala \end{Bmatrix} \end{cases},\ Y = \begin{cases} \rho g_y - \begin{Bmatrix} convectie \\ fortata \end{Bmatrix} \\ \rho g_y \beta \Delta T - \begin{Bmatrix} convectie \\ naturala \end{Bmatrix} \end{cases},\ Z = \begin{cases} \rho g_z - \begin{Bmatrix} convectie \\ fortata \end{Bmatrix} \\ \rho g_z \beta \Delta T - \begin{Bmatrix} convectie \\ naturala \end{Bmatrix} \end{cases}$$

iar forța de inerție este

$$F_{I,n=x,y,z} = \rho \cdot \frac{D\overline{V}_n}{Dt} \text{ cu } \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \overline{V}_x \frac{\partial}{\partial x} + \overline{V}_y \frac{\partial}{\partial y} + \overline{V}_z \frac{\partial}{\partial z}$$

cu $n = x$ sau y sau z.

Principiul unu pentru fluide în curgere, PIT

Vom considera cazul curgerilor fãrã transformãri de fazã, vezi figura 10.

Notațiile ce vor fi folosite în ecuațiile PIT, pentru curgerea fluidelor, sunt:

- c_p [J/kg K] cãldura specificã izobarã,
- u [J/kg] energia internã specificã,
- h [J/kg] entalpia specificã,
- k [W/m K] conductivitatea termicã,
- L [m] poziția în câmp gravitațional,
- p [N/m^2] presiunea,
- $\dot{Q}$ [W] flux termic,
- q''' [W/m^3] densitatea volumicã de flux termic a surselor interne,
- T [K] temperatura absolutã,
- t [s] timpul,
- $\bar{V}$ [m/s] viteza,
- $x, y, z,$ variabile geometrice,
- $\dot{W}$ [W] putere,
- V [m^3] volumul,
- β [K^{-1}] coeficientul de dilatare volumicã,
- μ [Ns/m^2] vâscozitatea dinamicã,
- ρ [kg/m^3] densitatea,
- σ [N/m^2] tensiuni tangențiale,
- τ [N/m^2] tensiuni normale.

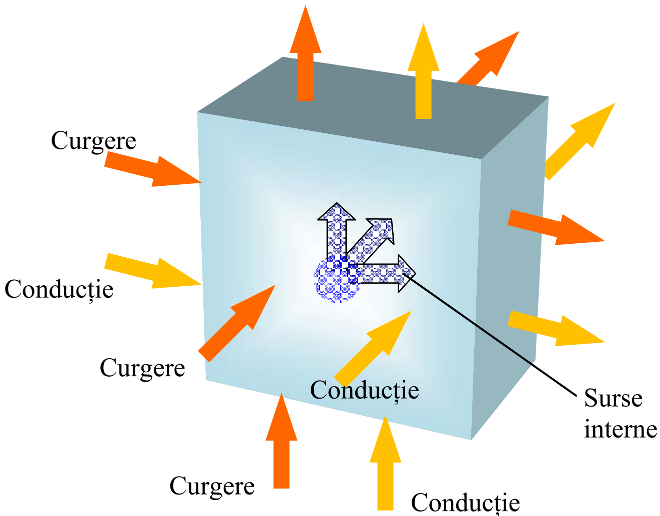


Fig. 10.
Schema interacțiunilor energetice ale unui volum de control elementar, în coordonate carteziene
$dV = dx \cdot dy \cdot dz$

Pe schema din figura 10 se pot identifica urmãtoarele relații energetice

aferente curgerii:

- propagarea energiei termice prin conducție, cu componente pe cele trei axe ale sistemului geometric considerat, $(d\dot{E})^{conductie}_{intrare-iesire}$,
- propagarea energiei prin intermediul curgerii (advecție) cu componente pe cele trei axe ale sistemului geometric considerat, $(d\dot{E})^{curgere}_{intrare-iesire}$,
- propagarea energiei dezvoltate de sursele interne de cãldurã (ex. prin procese chimice, electrice) cu componente pe cele trei axe ale sistemului geometric considerat, $(d\dot{E})_{SI}$,
- interacțiuni mecanice pe conturul volumului de control elementar prin intermediul tensiunilor tangențiale şi normale caracteristice curgerilor cu gradienți de vitezã şi presiune, s-au evidențiat grafic la principiul de conservare al impulsului pe acelaşi volum de control, $(d\dot{E})_W$.

Ecuația primarã de bilanț energetic este:

$$\rho\frac{\partial e}{\partial t}dV = d\left(\dot{E}\right)^{curgere}_{intrare-iesire} + d\left(\dot{E}\right)^{conductie}_{intrare-iesire} + d\left(\dot{E}\right)_{SI} + d\left(\dot{E}\right)_{W}$$

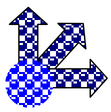
Termenii din ecuația de bilanț energetic sunt identificați în continuare pe fiecare tip de interacțiune.

Interacțiunea energeticã prin conducție

$$d\left(\dot{E}\right)^{conductie}_{intrare-iesire} = \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial T}{\partial z}\right)\right]dV$$



Producția de energie a surselor interne de cãldurã



$$d\left(\dot{E}\right)_{SI} = q''' \cdot dV$$

Interacțiunea energeticã prin curgere (advecție)

$$d\left(\dot{E}\right)_{intrare-iesire}^{curgere} = \left[\begin{array}{l} \dfrac{\partial\left(\rho \bar{V}_x\left(u + \bar{V}^2/2 + gL\right)\right)}{\partial x} + \\ + \dfrac{\partial\left(\rho \bar{V}_y\left(u + \bar{V}^2/2 + gL\right)\right)}{\partial y} + \\ + \dfrac{\partial\left(\rho \bar{V}_z\left(u + \bar{V}^2/2 + gL\right)\right)}{\partial z} \end{array}\right] dV$$

unde $\bar{V}^2 = \bar{V}_x^2 + \bar{V}_y^2 + \bar{V}_z^2$

Interacțiunea mecanicã pe conturul volumului de control elementar, vezi şi ecuația de conservare a impulsului

$$d\left(\dot{E}\right)_W = \left\{\begin{array}{l} \left[X \cdot \bar{V}_x + \dfrac{\partial\left(\sigma_{x,x}\bar{V}_x\right)}{\partial x} + \dfrac{\partial\left(\tau_{x,y}\bar{V}_x\right)}{\partial y} + \dfrac{\partial\left(\tau_{x,z}\bar{V}_x\right)}{\partial z}\right] + \\ + \left[Y \cdot \bar{V}_y + \dfrac{\partial\left(\sigma_{y,y}\bar{V}_y\right)}{\partial y} + \dfrac{\partial\left(\tau_{y,x}v\right)}{\partial x} + \dfrac{\partial\left(\tau_{y,z}\bar{V}_y\right)}{\partial z}\right] + \\ + \left[Z \cdot \bar{V}_z + \dfrac{\partial\left(\sigma_{z,z}\bar{V}_z\right)}{\partial z} + \dfrac{\partial\left(\tau_{z,x}\bar{V}_z\right)}{\partial x} + \dfrac{\partial\left(\tau_{z,y}\bar{V}_z\right)}{\partial y}\right] \end{array}\right\} dV$$

În cazuri practice, se mai pot folosi următoarele forme, uşor simplificate, pentru ecuația de conservare a energiei:

a. cu neglijarea energiilor cineticã şi potențialã

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial T}{\partial z}\right) - p\left(\frac{\partial \bar{V}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{V}_z}{\partial z}\right) + q^{'''} + \mu\Phi$$

b. înlocuind $u = h - \frac{p}{\rho}$ şi $\frac{Du}{Dt} = \frac{Dh}{Dt} - \frac{1}{\rho}\frac{Dp}{Dt} + \frac{p}{\rho^2}\frac{D\rho}{Dt} = c_p\frac{DT}{Dt} - \frac{1}{\rho}\frac{Dp}{Dt} + \frac{p}{\rho^2}\frac{D\rho}{Dt}$ şi

considerãnd $h = c_pT$, *model gaz perfect* şi ecuaţia de conservare a masei

$$\rho\frac{Dh}{Dt} \cong \left(\rho c_p\frac{DT}{Dt}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial T}{\partial z}\right) + \frac{Dp}{Dt} + q''' + \mu\Phi$$

c. înlocuind* $u = h - \frac{p}{\rho}$, dar $\frac{Dh}{Dt} = c_p\frac{DT}{Dt} + (1 - \beta T)\frac{1}{\rho}\frac{Dp}{Dt}$ şi considerând ecuaţia de conservare a masei

$$\rho c_p\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial T}{\partial z}\right) + \beta T\frac{Dp}{Dt} + q''' + \mu\Phi$$

d. pentru modelul cu densitate constantã

$$\rho c_p\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial T}{\partial z}\right) + q''' + \mu\Phi$$

În toate aceste relaţii, termenul dispativ ce va fi cuantificat la generarea de entropie prin ireversibiltate este dat prin ecuaţia:

$$\mu\Phi = \mu\left\{\begin{aligned}&\left(\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial y} + \frac{\partial \overline{V}_y}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial z} + \frac{\partial \overline{V}_z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{V}_y}{\partial z} + \frac{\partial \overline{V}_z}{\partial y}\right)^2 + \\ &+ 2\left[\left(\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{V}_y}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{V}_z}{\partial z}\right)^2\right] - \frac{2}{3}\left(\frac{\partial \overline{V}_x}{\partial x} + \frac{\partial \overline{V}_y}{\partial y} + \frac{\partial \overline{V}_z}{\partial z}\right)^2\end{aligned}\right\}$$

* Bejan, A. 1988. *Advanced Engineering Thermodynamics.* Wiley, New York, table 4.7, pp. 187

Principiul doi pentru fluide în curgere, PDT

Vom valorifica ecuațiile de tip conservativ deduse anterior pe acelaşi volum de control elementar, vezi figurile 8, 9, 10.

Notațiile ce vor fi folosite în ecuațiile PDT, pentru curgerea fluidelor, sunt:

- u [J/kg] energia internã specificã,
- k [W/m K] conductivitatea termicã,
- p [N/m^2]– presiunea,
- q''' [W/m^3] densitatea volumicã de flux termic a surselor interne,
- s [J/kg K] entropia specificã,
- $\dot{S}$ [W/K] flux de entropie,
- V [m^3] volumul,
- T [K] temperatura absolutã,
- t [s] timpul,
- $\bar{V}$ [m/s] viteza,
- x, y, z, variabile geometrice,
- μ [Ns/m^2] vâscozitatea dinamicã,
- ρ [kg/m^3] densitatea,

Generarea entropiei prin ireversibilitate este egalã cu suma algebricã a variației de entropie localã, a variația de entropie ce ține cont de propagarea realã a energiei prin curgere (advecție) şi a variației de entropie ce ține cont de propagarea realã a energiei prin conducție:

$$\dot{S}'''_{gen} dV = \rho \frac{\partial s}{\partial t} dV + d\dot{S}_{curgere} + d\dot{S}_{conductie}$$

Dupã înlocuirea termenilor din membrul doi, ştiind cã

$$\rho \frac{\partial s}{\partial T} = \frac{\rho}{T}\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{p}{\rho T}\frac{\partial \rho}{\partial T}$$

vom obține♦:

$$\dot{S}'''_{gen} = -\frac{1}{T}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial T}{\partial z}\right)\right] +$$

$$+\frac{k}{T^2}\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2\right] + \frac{q'''}{T} + \rho\frac{\partial s}{\partial t} =$$

♦ Bejan, A. 1988. *Advanced Engineering Thermodynamics.* Wiley, New York, pp. 609

$$= \frac{k}{T^2}\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2\right] + \frac{q'''}{T} + \frac{\mu}{T}\Phi$$

Termenii din ecuația de bilanț entropic sunt identificați în continuare pe fiecare tip de interacțiune, curgere şi conducție.

Variația de entropie aferentã curgerii

$$d\dot{S}_{curgere} = \left(\frac{\partial(\rho \overline{V}_x s)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \overline{V}_y s)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \overline{V}_z s)}{\partial z}\right) dV$$

Variația de entropie aferentă conducției

$$d\dot{S}_{conductie} = -\left[\frac{\partial\left(-\frac{k}{T}\frac{\partial T}{\partial x}\right)}{\partial x} + \frac{\partial\left(-\frac{k}{T}\frac{\partial T}{\partial y}\right)}{\partial y} + \frac{\partial\left(-\frac{k}{T}\frac{\partial T}{\partial z}\right)}{\partial z}\right] dV$$

IREVERSIBILITATEA PRODUCE DISTRUGEREA EXERGIEI – GENERAREA DE ENTROPIE

În funcționarea realã, ireversibilã, sistemele termodinamice nu pot atinge criteriile de performanțã ale sistemelor ideale, reversibile, echivalente din punctul de vedere al interacțiunilor energetice cu mediul exterior (adicã ciclurile ideale complet reversibile bi sau tri-terme: motoare, maşini frigorifice, pompe de cãldurã, cicluri combinate, etc.).

Putem spune cã ireversibilitatea este “rãdãcina rãului” în procesele de conversie a energiei din sistemele termodinamice.

Perfecționarea sistemelor termodinamice, respectiv reducerea ireversibilitãții proceselor de conversie a energiei, poate fi realizatã complet prin utilizarea metodei fenomenologice. În cadrul acestei metode, numai principiul doi al termodinamicii permite vizualizarea concretã a ireversibilitãții, oferind astfel instrumentele principale de analizã şi optimizare inginereascã, prin raportarea permanentã a proceselor reale la procesele ideale.

Analiza şi optimizarea în baza principiului doi pot fi realizate prin urmãtoarele tehnici:

1. analiza generãrii de entropie prin ireversibilitate şi minimizarea sau reducerea generãrii de entropie,
2. analiza exergeticã şi reducerea pierderilor de lucru mecanic tehnic (exergie) prin ireversibilitate.

Utilizarea celor douã tehnici de analizã şi optimizare poate fi aplicatã pentru condiții restrictive impuse, ex.: gãsirea lungimii optime de curgere sau a suprafeței optime de schimb termic din schimbãtoare de cãldurã, definirea puterii maxime posibil de atins, repartizarea optimã a proceselor

pe componentele unui sistem termodinamic, etc.

Teorema Gouy – Stodola*

Notațiile ce vor fi folosite în ecuațiile următoare, pentru STD, sunt:

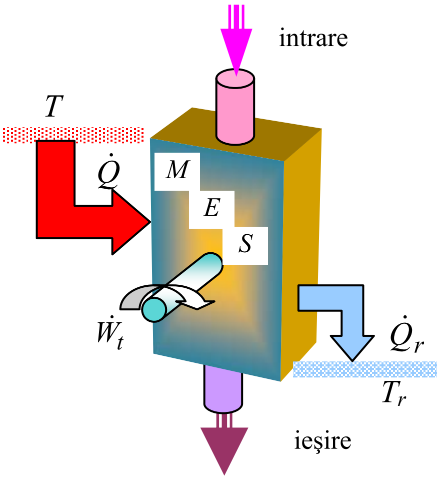
- h [J/kg K] entalpia specificã,
- M [kg] masa sistemului,
- $\dot{m}$ [kg/s] debite masice,
- p_e [N/m^2] presiunea mediului extern
- $\dot{Q}$, $\dot{Q}_r$ [W] fluxuri termice,
- s [J/kg K] entropia specificã,
- S [J/ K] entropia sistemului,
- T, T_r [K] temperaturi absolute,
- $\dot{S}_{gen}$ [W/K] flux de entropie generat prin ireversibilitate,
- t [s] timp,
- U [J] energia internã a STD,
- $\bar{V}$ [m/s] viteze de curgere,
- Z [m] poziția,
- $\dot{W}_t$ [W] puterea mecanicã la ax.

Aceastã teoremã a contribuit fundamental la dezvoltarea analizei proceselor şi sistemelor ireversibile. Ea are originile în lucrãrile G. Gouy – 1889 şi A. Stodola – 1910.

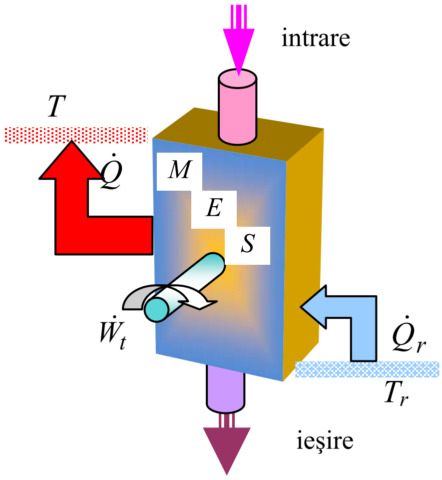
Pentru obținerea ecuației acestei teoreme, sã presupunem un sistem termodinamic generalizat prin faptul cã vom considera atât schimbul de substanță cât şi schimbul de cãldurã cu douã surse termice externe cu temperaturi oarecare diferite, vezi figura 11, pe care vom corela principiile unu şi doi ale termodinamicii. Condițiile restrictive sunt impuse doar prin:

- ♦ temperaturile surselor termice externe, T= const., şi T_r = const.,
- ♦ presiunea mediului ambiant p_e = const.,
- ♦ parametrii intrare – ieşire ai agentului de lucru variabili,
- ♦ fluxurile termice $\dot{Q}$ şi $\dot{Q}_r$ variabile.

* Gouy, Georges, 1889. *Sur l'energie utilisable. J. Phys.* 8:501-518.
Stodola, Aurel, 1910. *Steam and Gas Turbines.* McGraw-Hill, New York.



(a) – ciclu motor



(b) – ciclu frigorific

Fig. 11. Schema generalã a interacţiunilor unui sistem termodinamic deschis cu mediul extern, deformabil şi biterm

T, T_r – temperaturile absolute ale surselor termice externe;
$\dot{Q}$, $\dot{Q}_r$ – fluxuri termice; $\dot{W}_t$ – puterea mecanicã la ax;
M – masa sistemului; E – energia sistemului; S – entropia sistemului

– **Ecuaţia principiului unu**, pentru acest caz general de funcţionare, este:

✓ cazul (a), motor

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \left(\dot{Q} - \dot{Q}_r\right) - \dot{W}_t - p_e \frac{\partial V}{\partial t} + \sum_{intrare} \dot{m}\left(h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right) - \sum_{iesire} \dot{m}\left(h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right)$$

✓ cazul (b), maşinã frigorificã

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \left(\dot{Q}_r - \dot{Q}\right) - \dot{W}_t - p_e \frac{\partial V}{\partial t} + \sum_{intrare} \dot{m}\left(h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right) - \sum_{iesire} \dot{m}\left(h + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right)$$

– **Conform principiului doi**, generarea de entropie prin ireversibilitate este:

✓ cazul (a), motor

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\partial S}{\partial t} - \left(\frac{\dot{Q}}{T} - \frac{\dot{Q}_r}{T_r}\right) - \sum_{intrare} \dot{m} \cdot s + \sum_{iesire} \dot{m} \cdot s \geq 0$$

✓ cazul (b), maşinã frigorificã

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\partial S}{\partial t} - \left(\frac{\dot{Q}_r}{T_r} - \frac{\dot{Q}}{T}\right) - \sum_{intrare} \dot{m} \cdot s + \sum_{iesire} \dot{m} \cdot s \geq 0$$

Vom combina cele douã ecuații prin extragerea, din ecuația PIT, a fluxului termic cedat de sistemul termodinamic şi înlocuirea acestui termen în ecuația PDT. Dupã înlocuire, se poate obține puterea mecanicã la ax, din ecuația ce combinã cele douã principii, şi astfel rezultã:

✓ cazul (a), motor, $\dot{W}_t > 0$

$$\dot{W}_t = \dot{Q}\left(1 - \frac{T_r}{T}\right) + \sum_{intrare} \dot{m}\left((h - T_r s) + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right) - \sum_{iesire} \dot{m}\left((h - T_r s) + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right) -$$

$$- \frac{\partial}{\partial t}\left(U + p_e V - T_r S\right) - T_r \dot{S}_{gen} = \dot{W}_t^{rev} + \dot{W}_{pierdut}^{irev}$$

✓ cazul (b), maşinã frigorificã, $\dot{W}_t < 0$

$$\dot{W}_t = \dot{Q}_r\left(1 - \frac{T}{T_r}\right) + \sum_{intrare} \dot{m}\left((h - T \cdot s) + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right) - \sum_{iesire} \dot{m}\left((h - T \cdot s) + \frac{\overline{V}^2}{2} + gZ\right) -$$

$$- \frac{\partial}{\partial t}\left(U + p_e V - T \cdot S\right) - T \cdot \dot{S}_{gen} = \dot{W}_t^{rev} + \dot{W}_{pierdut}^{irev}$$

Se constatã cã puterea mecanicã realã la ax este egalã cu suma algebricã a puterii reversibile şi a puterii pierdute prin ireversibilitate, adicã*:

- ✓ cazul (a), motor

$$\dot{W}_t^{rev} = \dot{Q}\left(1 - \frac{T_r}{T}\right) + \sum_{intrare} \dot{m}\left(h^* - T_r s\right) - \sum_{iesire} \dot{m}\left(h^* - T_r s\right) - \frac{\partial}{\partial t}\left(U + p_e V - T_r S\right) > 0$$

iar $\boxed{\dot{W}_{pierdut}^{irev} = -T_r \cdot \dot{S}_{gen} < 0}$ reprezintã pierderea din producția de putere cauzatã de ireversibilitate.

- ✓ cazul (b), maşinã frigorificã

$$\dot{W}_t^{rev} = \dot{Q}_r\left(1 - \frac{T}{T_r}\right) + \sum_{intrare} \dot{m}\left(h^* - Ts\right) - \sum_{iesire} \dot{m}\left(h^* - Ts\right) - \frac{\partial}{\partial t}\left(U + p_e V - TS\right) < 0$$

iar $\boxed{\dot{W}_{pierdut}^{irev} = -T \cdot \dot{S}_{gen} < 0}$ are semnificația unui consum suplimentar cerut de ireversibilitate, în fapt tot o pierdere din producția de putere pe sistemul energetic global ce furnizeazã puterea la ax pentru maşina frigorificã.

Relația corespunzãtoare puterii mecanice pierdute prin ireversibilitate este de fapt ecuația sinteticã a teoremei Gouy – Stodola.

$$\boxed{\dot{W}_{pierdut}^{irev} = -T_{specific} \cdot \dot{S}_{gen} < 0}$$

Aceastã ecuație sinteticã a teoremei Gouy – Stodola postuleazã de fapt cã exergia pierdutã (lost exergy) având ca origine lucrarea lui Z. Rant – 1956♦, respectiv puterea mecanicã disponibilã pierdutã (lost available work)

---

* $h^* = h + \frac{\overline{V}^2}{2} + g \cdot Z$ poartã denumirea de metalpie sau entalpie generalizatã

♦ Rant, Z., *Exergie ein neues Wort für "technische Arbeitsfähigkeit"*, Forsch. Ingenieurwes., vol. 22, 1956, 36

definitã prin lucrãrile lui J.H. Keenan – 1941 şi J. Kestin – 1980*, sunt proporționale cu entropia generatã prin ireversibilitate.

Factorul de proporționalitate este temperatura $T_{specific}$, care pentru STD din figura 11 este întotdeauna temperatura sursei termice ce primeşte cãldura cedatã din ciclul operațional al STD, respectiv pentru cazul (a) $T_{specific} = T_r$, iar pentru cazul (b) $T_{specific} = T$. Pentru aceeaşi funcționare ciclicã, sursa termicã respectivã este în mod obişnuit mediul ambiant caracterizat prin parametrii generici $T_{specific} = T_0$ şi $p_e = p_0$.

Din punct de vedere energetic, $\dot{W}^{irev}_{pierdut} = -T_{specific} \cdot \dot{S}_{gen} < 0$ *reprezintã în final efectul termic cumulat al ireversibilitãții, respectiv distrugerea energiei ordonate prin disipare în energie dezordonatã cumulatã de sursa termicã ce primeşte cãldura cedatã din ciclul operațional.*

Când entropia generatã prin ireversibilitate tinde spre zero, $\dot{S}_{gen} \to 0$ atunci se schimbã puterea mecanicã revesibilã, $\dot{W}^{rev}_t$, care este fie puterea mecanicã la ax maximã, pentru condițiile restrictive impuse, produsã într-un ciclu motor reversibil fie puterea mecanicã la ax minimã, pentru condițiile restrictive impuse, consumatã într-un ciclu frigorific reversibil.

Dacã analizãm relația generalã a puterii mecanice reversibile la ax, identificãm urmãtorii trei termeni, prezentați în continuare.

$$\dot{W}^{rev}_t = \dot{W}^{rev}_{t,Q\ sau\ Q_r} + \dot{W}^{rev}_{t,curgere} + \dot{W}^{rev}_{t,stocaj}$$

- ***Primul termen,*** $\dot{W}^{rev}_{t,Q\ sau\ Q_r}$, ***corespunde conversiei energetice reversibile cãldurã consumatã ciclic – lucru mecanic tehnic (fluxul termic consumat ciclic – puterea mecanicã reversibilã la ax).***

---

* Keenan, J.H., *Thermodynamics*, Wiley, New York, 1941, 284-293
Kestin, J., *Availability, the concept and associated terminology*, Energy, vol. 5, 1980, 679-692

În cazul (a) când cãldura „curge" natural prin sistem de la T la $T_r < T$, atunci acest termen reprezintã contribuția reversibilã maximã a fluxului termic $\dot{Q}$ la producția de putere mecanicã la ax, $\dot{W}_{t,\dot{Q}}^{rev} = \dot{Q}\left(1 - \frac{T_r}{T}\right) > 0$, respectiv reprezintã puterea unui ciclu CARNOT motor ideal ce evolueazã între sursele termice cu temperaturile T şi $T_r < T$.

În cazul (b) impunem prin sistemul termodinamic deschis un transfer ne-natural al fluxului termic $\dot{Q}_r$ de la T_r la $T > T_r$, iar puterea mecanicã la ax devine negativã (consum). Deci $\dot{W}_{t,\dot{Q}_r}^{rev} = -\dot{Q}_r\left(\frac{T}{T_r} - 1\right) = -\frac{\dot{Q}_r}{T_r/(T - T_r)} < 0$ reprezintã puterea mecanicã minimã consumatã reversibil într-o maşinã frigoricã CARNOT idealã operând între $T_r < T$ şi T.

- ***Al doilea termen, $\dot{W}_{t,curgere}^{rev}$, caracterizeazã conversia energeticã reversibilã „energia disponibilã" a fluidului în curgere – lucrul mecanic tehnic („puterea disponibilã" a fluidului în curgere – puterea mecanicã reversibilã la ax $\dot{W}_{t,curgere}^{rev}$):***

$$\dot{W}_{t,curgere}^{rev} = \sum_{intrare} \dot{m}\left(h^* - T_{specific}s\right) - \sum_{iesire} \dot{m}\left(h^* - T_{specific}s\right)$$

Dacã $\dot{W}_{t,curgere}^{rev} > 0$, $\dot{W}_{t,curgere}^{rev}$ este puterea mecanicã maximã produsã reversibil la ax numai din „puterea disponibilã" a fluidului în curgere. Aceasta situație corespunde în general unei destinderi intrare – ieşire, ex.: un turbomotor.

Dacã $\dot{W}_{t,curgere}^{rev} < 0$ $\dot{W}_{t,curgere}^{rev}$ este puterea mecanicã minimã consumatã reversibil la ax pentru a creşte „puterea disponibilã" a fluidului în curgere. Aceasta situație corespunde în general unei comprimãri intrare – ieşire, ex.: un compresor.

- ***Al treilea termen, $\dot{W}_{t,stocaj}^{rev}$, caracterizeazã procesul energetic reversibil stocarea energiei în STD – lucrul mecanic tehnic (energie stocatã în unitatea de timp – puterea mecanicã reversibilã la ax $\dot{W}_{t,stocaj}^{rev}$), apare în cazul funcţionãrilor nestaţionare*:**

  - ✓ cazul (a), motor

$$\dot{W}_{t,stocaj}^{rev} = -\frac{\partial}{\partial t}\left(U + p_e V - T_r S\right) > 0$$

  - ✓ cazul (b), maşinã frigorificã

$$\dot{W}_{t,stocaj}^{rev} = -\frac{\partial}{\partial t}\left(U + p_e V - TS\right) < 0$$

Disponibilitate energeticã (availability) sau lucru mecanic disponibil (available work)*

În general se considerã cã variaţia disponibilitãţii energetice produce lucrul mecanic reversibil specific (lucrul mecanic disponibil) „alocat" unei singure conversii energetice. Relaţiile pentru disponibilitatea energeticã au la bazã lucrul mecanic disponibil şi pot fi determinate prin particularizarea interacţiunilor energetice şi masice ale sistemului termodinamic analizat, vezi figura 11.

Vom exemplifica, în continuare, un drum logic de determinare a semnificaţiei lucrului mecanic disponibil respectiv a disponibilitãţii energetice pentru douã situaţii particulare.

* Keenan, J.H., *Thermodynamics*, Wiley, New York, 1941, 284-293
Kestin, J., *Availability, the concept and associated terminology*, Energy, vol. 5, 1980, 679-692

1. *Cazul unei curgeri staționare adiabatice printr-un STD nedeformabil. Vom elimina astfel relațiile termice cu sursele externe şi relația mecanicã de deformare corespunzãtoare presiunii externe p_e. STD particularizat interacționează numai masic cu mediul exterior. Vom considera de asemenea un singur agent de lucru, vezi figura 12.*

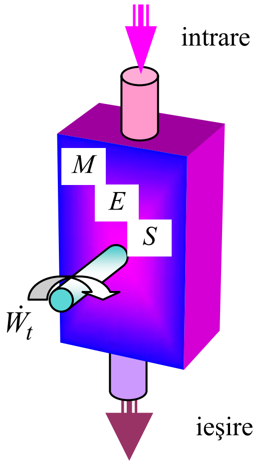


Fig. 12. Schema generalã a interacțiunilor masice ale unui sistem termodinamic deschis

$\dot{W}_t$ – puterea mecanicã la ax;
M – masa sistemului; E – energia sistemului;
S – entropia sistemului

Ca urmare putem considera:

$$\dot{Q} = 0, \qquad \dot{Q}_r = 0, \qquad p_e \frac{\partial V}{\partial t} = 0, \qquad \frac{\partial S}{\partial t} = 0, \qquad \frac{\partial U}{\partial t} = 0$$

Prin particularizarea ecuației puterii mecanice la ax, ce reuneşte cele douã principii PIT şi PDT, va rezulta într-o primã etapã:

$$\dot{W}_t = \left[\sum_{intrare} \dot{m}\left(h^* - T_{specific} s\right) - \sum_{iesire} \dot{m}\left(h^* - T_{specific} s\right) \right] - T_{specific} \dot{S}_{gen} =$$
$$= \dot{W}_{t,curgere}^{rev} + \dot{W}_{pierdut}^{irev}$$

Disponibilitatea energeticã a fluidului, „b*" sau „b", în curgere se defineşte în baza lucrului mecanic tehnic specific reversibil corespunzãtor

masei unitare ce curge prin STD:

$$w_{t,curgere}^{rev} = \frac{\dot{W}_{t,curgere}^{rev}}{\dot{m}} = \left(\Delta h^* - T_{specific}\Delta s\right)_{STD} = -\Delta b^*$$

Astfel lucrul mecanic tehnic specific reversibil, $\dot{w}_{t,curgere}^{rev}$, obținut numai în baza „curgerii" a fost denumit ca *lucru mecanic disponibil* al masei unitare în curgere printr-un STD (available work) şi este produs prin variația disponibilității energetice caracteristice curgerii, notații „b*", sau în particular „b":

- ✓ *disponibilitatea energeticã „b*"*, când variațiile de energie cineticã şi potențialã nu pot fi neglijate,

$$\boxed{b^* = h^* - T_{specific}s}$$

- ✓ sau *disponibilitatea energeticã „b"*, când aceste variații sunt neglijabile, cazul curgerilor echilibrate:

$$\boxed{b = h - T_{specific}s}$$

Precizãm încãodatã cã $T_{specific}$ este întotdeauna temperatura sursei termice externe ce primeşte cãldura cedatã de sistemul termodinamic.

2. *Cazul unui proces nestaționar dintr-un STI adiabatic şi deformabil, vezi figura 13. Vom elimina în acest caz relațiile termice şi masice şi ca urmare*:

$$M = const.,\ \dot{Q} = 0,\ \dot{Q}_r = 0,\ \sum_{\substack{intrare\\iesire}} \dot{m}\left(h^* - T_{specific}s\right) = 0$$

Prin aceastã particularizare a interacțiunilor cu mediul extern, puterea mecanicã la ax devine:

$$\dot{W}_t = -\frac{\partial}{\partial t}\left(U + p_e V - T_r S\right) - T_{specific}\dot{S}_{gen} =$$

$$= -M\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(u + p_e v - T_{specific} s\right) + T_{specific}\dot{s}_{gen}\right] =$$

$$= \dot{W}_t^{rev} + \dot{W}_{pierdut}^{irev} = M\left(\dot{w}_t^{rev} + \dot{w}_{pierdut}^{irev}\right)$$

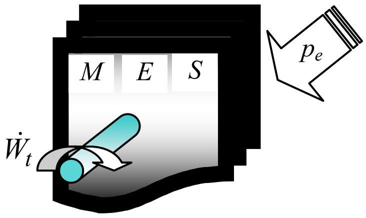


Fig. 13. Schema generalã a sistem termodinamic închis şi deformabil cu o evoluţie în regim nestaţionar

p_e – presiunea externã, pe conturul STD;
$\dot{W}_t$ – puterea mecanicã la ax;
M – masa sistemului; E – energia sistemului;
S – entropia sistemului

Lucrul mecanic tehnic specific reversibil, la un anumit moment pe o evoluţie nestaţionarã, produs de masa unitarã consideratã STI este de fapt lucrul mecanic disponibil caracteristic proceselor nestaţionare din STI fiind şi în acest caz produs prin variaţia disponibilitãţii energetice, notaţie „a”:

$$w_t = \dot{w}_t^{rev} dt = \frac{\dot{W}_t^{rev}}{M} dt = -\frac{\partial}{\partial t}\left(u + p_e v - T_{specific} s\right) dt = -\frac{\partial a}{\partial t} dt \Rightarrow$$

$$\boxed{a = u + p_e v - T_{specific} s}$$

Exergia sau „lucrul mecanic disponibil extrem”

Disponibilitatea energeticã (availability) şi lucrul mecanic disponibil (available work) au fost generalizate de cãtre Z. Rant* prin introducerea conceptului de ***exergie*** ca fiind lucrul mecanic disponibil extrem pentru toate formele de conversie complet reversibilã energii dezordonate – energii

* Rant, Z., *Exergie ein neues Wort für “technische Arbeitsfähigkeit”*, Forsch. Ingenieurwes., vol. 22, 1956, 36

ordonate.

Astfel, în cazul conversiei energii dezordonate → energii ordonate, complet reversibile, exergia este lucrul mecanic disponibil maxim (producție de lucru mecanic tehnic maxim-maximorum), iar în cazul conversiei complet reversibile energii ordonate → energii dezordonate, exergia este lucrul mecanic disponibil minim (consum de lucru mecanic tehnic minim-minimorum).

Pentru explicarea exergiei este necesarã o analizã primarã a conversiilor complet reversibile energii dezordonate → energii ordonate.

Conversiile energetice complet reversibile sunt caracterizate sintetic prin condiția $\dot{S}_{gen} \to 0$. În aceste conversii, energiile dezordonate au o disponibilitate energeticã variabilã, respectiv lucrul mecanic disponibil este variabil şi dependent de parametrii externi, ex.: temperaturile surselor termice externe, parametrii de intrare şi ieşire ai agentului de lucru, presiunea mediului ambiant.

Dezvoltarea conceptului de exergie (lucru mecanic disponibil extrem) impune clarificarea aspectelor explicate mai jos.

1. În primul rând este obligatorie condiția introducerii unei stãri de referințã (dead state) pentru care lucrul mecanic disponibil al unui tip de energie dezordonatã este „zero". Stabilirea acestei stãri de referințã se face prin particularizarea conversiei energetice complet reversibile, pornind de la structura lucrului mecanic tehnic reversibil aferent acestei conversii. Starea de referințã pentru procesele fizice a fost standardizatã, respectiv este starea de echilibru termodinamic (termic şi mecanic) cu mediul ambiant când disponibilitatea energeticã este „nevalorificabilã", respectiv lucrul mecanic disponibil al oricãrui tip de energie dezordonatã este zero. În procesele chimice, extrem de complexe, s-au impus subiectiv diverse stãri de referințã, deoarece echilibrul cu mediul ambiant include pe lângã echilibrul termodinamic şi echilibrul chimic ce depinde de natura şi parametrii speciei chimice de referințã din mediul

ambiant.

2. În conversiile reversibile energii dezordonate – energii ordonate, „calitatea” energiilor dezordonate este diferitã de cea a energiilor ordonate şi anume cã orice energie dezordonatã (energia internã, entalpia sau metalpia, respectiv cãldura ca formã de transfer a energiei) au calitativ structura formatã din doi termeni, unul este lucrul mecanic disponibil extrem, iar al doilea este „reziduul” energetic (nevalorificabil). Prin intermediul conceptului de exergie, aceastã structurã este:

EnDez	=	*Ex*	+	*An*
energie dezordonatã	=	*exergie sau lucru mecanic disponibil extrem*	+	*anergie* sau eventual „reziduu energetic”*

Precizãm cã, prin comparaţie, energiile ordonate sunt formate numai din exergie, *EnOrd = EX*.

Exergia cãldurii consumate ciclic de sistemele termodinamice

Particularizarea conversiei energetice cãldurã/frig – lucru mecanic tehnic reversibil, în sisteme termodinamice cu funcţionare ciclicã, este redatã schematic în figurile 14 – ciclu motor şi 15 – ciclu frigorific, în care sunt schiţate interacţiunile energetice specifice pentru cele douã posibilitãţi primare de funcţionare continuã (ciclicã).

Vom considera numai interacţiunile termice şi mecanice ale ambelor cicluri primare, ambele sisteme închise, nedeformabile, iar regimul de funcţionare staţionar. Pentru uniformizarea notaţiilor vom considera pentru toate cazurile cã sursa termicã ce furnizeazã cãldura consumatã ciclic are temperatura T iar sursa termicã ce primeşte cãldura cedatã ciclic are temperatura T^*.

Pentru cele douã cicluri, puterea mecanicã la ax reversibilã are ecuaţiile:

* termenul de anergie este recunoscut ca atare în special în literatura de specialitate românã

$$\dot{W}_{t,Q}^{rev} = \dot{Q}\left(1 - \frac{T^*}{T}\right) > 0 \text{ pentru ciclul motor } T^* < T \text{ şi}$$

$$\dot{W}_{t,Q}^{rev} = \dot{Q}\left(1 - \frac{T^*}{T}\right) = -\frac{\dot{Q}}{T/(T^* - T)} < 0 \text{ pentru ciclul frigorific } T^* > T$$

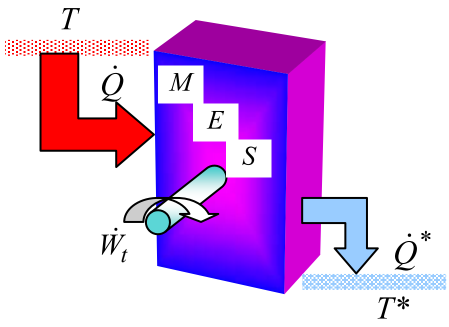


Fig. 14. Schema relațiilor energetice ale unui ciclu motor – STI

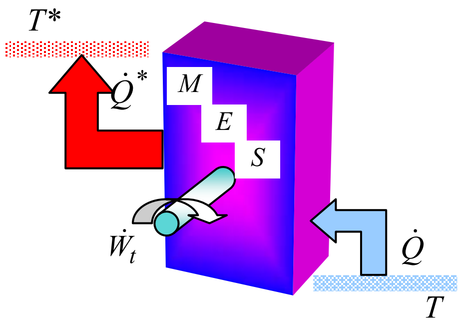


Fig. 15. Schema relațiilor energetice ale unui ciclu frigorific – STI

În ambele cazuri se poate observa cã această putere este de fapt cea corespunzãtoare ciclurilor Carnot ideale ce evoluează între cele două surse termice externe cu temperaturi T şi T^*.

Având în vedere cã aceste cicluri au coeficientul de performanță energeticã, CPE, maxim în condițiile restrictive impuse inițial, putem postula cã „puterea mecanicã disponibilã" a fluxului termic consumat ciclic este puterea mecanicã la ax reversibilã, deci $\dot{W}_{disponibil,Q} = \dot{W}_{t,Q}^{rev}$ pentru ambele cicluri şi are deasemenea aceeaşi relație de definiție:

$$\dot{W}_{disponibil,Q} = \dot{Q}\left(1 - \frac{T^*}{T}\right) = \dot{W}_{t,Q}^{rev}$$

Lucrul mecanic disponibil poate fi dedus prin dependența de timp:

$$W_{disponibil,Q} = \int \dot{W}_{disponibil,Q} \cdot dt = W_{t,Q}^{rev}$$

Pentru masa unitarã în curgere printr-un STD vom avea $w_q = \frac{\dot{W}_Q}{\dot{m}} = q\left(1 - \frac{T^*}{T}\right) > 0$ pentru ciclul motor şi $w_q = \frac{\dot{W}_Q}{\dot{m}} = -\frac{q}{T/(T^*-T)} < 0$ pentru ciclul frigorific.

Exergia cãldurii consumate ciclic reprezintã lucrul mecanic disponibil extrem aferent cãldurii consumate ciclic. Valoarea extremã a lucrului mecanic disponibil depinde de temperaturile celor douã surse termice externe.

Temperatura sursei termice ce furnizeazã cãldura consumatã ciclic este impusã pentru fiecare aplicație practicã (condiție restrictivã operaționalã pentru ambele cicluri primare).

Ca urmare singura posibilitate de extremizare a puterii mecanice disponibile, corespunzãtoare fluxului termic consumat ciclic, se poate face prin alegerea optimã a sursei termice externe ce primeşte cãldura cedatã din ciclurile de lucru. În plus, aceastã sursã termicã trebuie sã existe respectiv sã fie accesibilã fãrã consumuri energetice suplimentare. Singura sursã termicã posibilã este chiar mediul ambiant cu parametrii generici $T^* = T_0 \approx$ const. şi $p_0 \approx$ const., vezi figurile 16 şi 17.

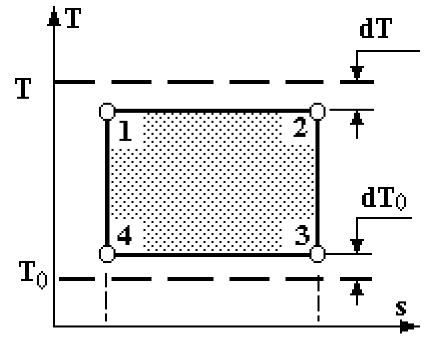


Fig.16. Ciclul Carnot motor ideal ce evolueazã între T şi $T_0 < T$

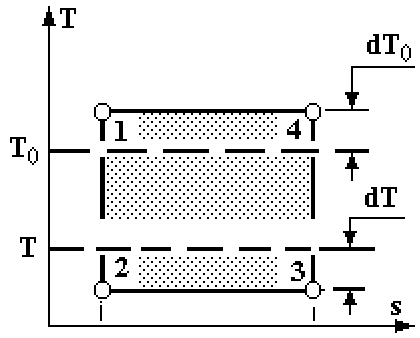


Fig.17. Ciclul Carnot frigorific ideal ce evolueazã între T şi $T_0 > T$

Prin standardizarea sursei termice ce primeşte cãldura din ciclurile de lucru primare, se poate obține relația de definiție a exergiei cãldurii consumate în orice proces ciclic simplu.

Aceste considerente ne permit sã stabilim scara ***exergiei cãldurii*** consumate ciclic prin alegerea mediului ambiant, cu temperatura $T_0 = T^*$, ca sursa termicã ce primeşte fluxul termic cedat ciclic $\dot{Q}_0$. Astfel fluxul de exergie al fluxului termic consumat ciclic capãtã forma generalã:

$$\boxed{\dot{E}x_Q = \dot{Q}\left(1 - \frac{T_0}{T}\right)}$$

Exergia cãldurii consumate ciclic de masa unitarã devine:

$$\boxed{ex_q = \frac{\dot{E}x_Q}{\dot{m}} = q\left(1 - \frac{T_0}{T}\right)}$$

În aceste relații de definiție, T este temperatura sursei ce alimenteazã cu cãldurã ciclul iar T_0 este temperatura mediului ambiant.

Anergia cãldurii schimbate ciclic va fi:

$\dot{A}_Q = \dot{Q} - \dot{E}x_Q = Q\frac{T_0}{T}$, respectiv pentru masa unitarã $a_q = q - e_Q = q\frac{T_0}{T}$

Exergia cãldurii pentru procese neadiabatice

Pentru procesele neadiabatice reversibile incluse în cicluri operaționale, exergia cãldurii se poate obține prin extrapolarea relației generale pentru cicluri. Astfel vom considera douã procese de încãlzire, vezi figura 18.

Primul proces realizeazã contactul termic cu sursa caldã dintr-un ciclu motor, deci temperatura termodinamicã medie a procesului este mai mare decât cea a mediului ambiant, $T_{mq} > T_0$. Al doilea proces realizeazã contactul termic cu sursa rece într-un ciclu frigorific, respectiv temperatura termodinamicã medie a procesului este mai micã decât cea a mediului

ambiant, $T_{mq} < T_0$.

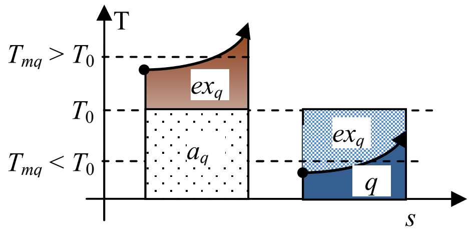


Fig. 18.
Diagrama $T - s$ pentru procese neadiabatice

Pentru ambele procese reversibile, fluxul termic consumat ciclic este:

$$\dot{Q} = \dot{m} \int T ds = \dot{m} T_{mq} \Delta s_q$$

iar pentru masa unitarã vom avea $q = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}} = T_{mq} \Delta s_q$

În relațiile de mai sus, pentru agentul termodinamic precizat, $\dot{m}$ şi Δs_q sunt debitul masic şi variația entropiei specifice produsã prin relația termicã, procesul fiind considerat reversibil intern.

Prin intermediul temperaturii termodinamice medii a procesului, se poate considera cã şi în aceastã situație exergia cãldurii este lucrul mecanic tehnic al unui ciclu Carnot ce evolueazã între temperaturile T_{mq} şi T_0. Fluxul de exergie al fluxului termic consumat $\dot{Q}$, respectiv exergia cãldurii q, prin raportare la masa unitarã, vor fi:

$$\boxed{\dot{E}x_Q = \dot{Q}\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq}}\right)}$$ iar pentru masa unitarã $$\boxed{ex_q = \frac{\dot{E}x_Q}{\dot{m}} = q\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq}}\right)}$$

Anergia cãldurii schimbate în procesul reversibil va fi în consecințã:

$\dot{A}_Q = \dot{Q} - \dot{E}x_Q = Q\frac{T_0}{T_{mq}}$, iar pentru masa unitarã $a_q = q - e_Q = q\frac{T_0}{T_{mq}}$

Exergia fizică a fluidelor în curgere prin sisteme termodinamice

Disponibilitatea energetică a unui fluid, „b*” sau „b”, în curgere printr-un sistem termodinamic a fost definită anterior în baza lucrului mecanic tehnic specific reversibil corespunzător masei unitare ce curge printr-un STD. $\boxed{b^* = h^* - T_{specific}s}$ este disponibilitatea energetică când variațiile de energie cinetică și potențială nu pot fi neglijate sau $\boxed{b = h - T_{specific}s}$ este disponibilitatea energetică pentru situația când aceste variații sunt neglijabile, cazul curgerilor echilibrate.

Lucrul mecanic tehnic specific disponibil este:

$$w_{t,curgere}^{rev} = -\Delta b^*(= -\Delta b)_{\substack{curgeri \\ echilibrate}}$$

Exergia fizică a fluidelor în curgere prin STD este definită similar prin variația „extremă” a disponibilității energetice a masei unitare ce curge prin STD, respectiv este egală cu lucrul mecanic disponibil extrem:

$$ex = -(\Delta b^*)_{extrem}(= -\Delta b)_{extrem}^{curgeri\ echilibrate}$$

În cazul curgerilor fără reacții chimice, starea de referință (dead state) este starea de echilibru termodinamic cu mediul exterior. Pentru un agent termodinamic ales, starea de echilibru termodinamic cu mediul ambiant este impusă prin condițiile restrictive:

$$T = T_0, p = p_0 \text{ respectiv } h_0 = h_0(T_0, p_0) \text{ și } s_0 = s_0(T_0, p_0)$$

În aceste condiții restrictive, temperatura de echilibru termodinamic cu mediul ambiant, T_0, poate fi unică pentru toate substanțele, dar presiunea de echilibru cu mediul ambiant, p_0, depinde de natura substanței de referință existente în mediul ambiant. Ca urmare, entalpia specifică h_0 și entropia specifică s_0 ce caracterizează echilibrul termodinamic cu mediul extern vor depinde și ele de natura substanței de referință existente în mediul ambiant.

În plus, h_0 și s_0 vor depinde și de natura agentului termodinamic de lucru. Astfel, pentru substanțele elementare de lucru $h_0(T_0, p_0) = \int_{T_0^*, p_0^*}^{T_0, p_0} dh$

şi $s_0(T_0, p_0) = \int_{T_0^*,p_0^*}^{T_0,p_0} ds$, în care T_0^* şi p_0^* sunt parametrii standard pentru care entalpia specificã şi entropia specificã sunt impuse cu valori egale cu „zero”.

Dacã aceste subtanțe elementare sunt necondensabile (au evoluții numai în domeniul gazos), atunci T_0^* şi p_0^* corespund uzual stãrii fizice normale ($T_0^* = 273{,}15\ K$ şi $p_0^* = 1\ atm$).

Dacã substanțele elementare sunt condensabile (evoluțiile includ şi transformãri de fazã), T_0^* şi p_0^* corespund punctului triplu.

În mod curent, valorile h şi s pentru substanțe elementare pot fi obținute pentru cele douã tipuri de evoluții prin considerarea aproximațiilor de mai jos.

- Pentru evoluții în domeniul gazos putem considera modelul gazului perfect şi deci pentru masa unitarã vom avea

$$h = \int_{T_0^*}^{T} dh \cong \int_{T_0^*}^{T} c_p dT = \bar{c}_p \cdot (T - T_0^*)$$

$$s = \int_{T_0^*,p_0^*}^{T,p} ds = \int_{T_0^*,p_0^*}^{T,p} \left(\frac{dh}{T} - \frac{v}{T} dp\right) \cong \bar{c}_p \cdot ln\frac{T}{T_0^*} - R \cdot ln\frac{p}{p_0^*}$$

unde

- $c_p(T)$ este cãldura specificã izobarã în domeniul gazos, $\bar{c}_p$ este cãldura specificã izobarã medie pe intervalul de temperaturi al evoluției şi
- $R \cong \frac{R_M}{M} \cong \frac{p \cdot v}{T}$ este constanta caracteristicã de gaz perfect,
- R_M şi M sunt constanta universalã a gazelor perfecte şi masa molarã a substanței elementare.

- Pentru evoluții cu transformãri de fazã (tip vaporizare – condensare), vom particulariza drumul pe care putem evalua valorile h şi s, deoarece variațiile acestor parametri de stare sunt aceleaşi indiferent de drum. Astfel vom adopta urmãtoarea succcesiune de transformãri, o

transformare de fazã izobarã şi izotermicã pornind din punctul triplu (T_0^*, p_0^*), urmatã de un proces reversibil în domeniul gazos, unde iar putem considera modelul gazului perfect. Pentru masa unitarã vom avea:

$$h = \left(\int_{T_0^*,p_0^*}^{T_0^*,p_0^*} dh\right)_{vaporizare} + \left(\int_{T_0^*}^{T} dh\right)_{\substack{domeniu\\gazos}} \cong l_0 + \bar{c}_p \cdot (T - T_0^*)$$

$$s = \left(\int_{T_0^*,p_0^*}^{T_0^*,p_0^*} ds\right)_{vaporizare} + \left(\int_{T_0^*,p_0^*}^{T,p} ds\right)_{\substack{domeniu\\gazos}} \cong \frac{l_0}{T_0^*} + \bar{c}_p ln\frac{T}{T_0^*} - Rln\frac{p}{p_0^*}$$

în care $\bar{c}_p$ şi R au aceleaşi semnificaţii, în domeniul gazos, iar l_0 este cãldura latentã de vaporizare pe transformarea izobarã, $p_0^* = const.$, şi izotermicã $T_0^* = const.$

Indiferent de natura substanţei elementare de lucru, putem postula cã exergia fizicã a fluidelor în curgere este lucrul mecanic disponibil extrem produs prin variaţia disponibilitãţii energetice între o stare datã şi starea de echilibru termodinamic cu mediul ambiant:

$$\boxed{ex = \left(w_{t,curgere}^{rev}\right)_{extrem} = -(\Delta b^*)_{extrem} = h^* - h_0 - T_0(s - s_0)}$$

sau pentru curgerile echilibrate

$$\boxed{ex = \left(w_{t,curgere}^{rev}\right)_{extrem} = -(\Delta b)_{extrem} = h - h_0 - T_0(s - s_0)}$$

Fluxul de exergie fizicã caracteristic curgerii se obţine prin multiplicarea cu debitul masic, $\dot{E}x = \dot{m} \cdot ex$.

Structura exergiei fizice a fluidelor în curgere prin STD

Structura exergiei fizice a fluidelor ce curg prin STD include douã componente majore, una internã dependentã de parametrii de stare ai fluidului şi a doua de externã funcţie de condiţii externe. Componenta internã este la rândul ei rezultanta a douã disponibilitãţi energetice interne ale fluidului în curgere, cea termicã controlatã prin temperaturã şi cea

mecanicã controlatã prin presiune.

Structura exergiei fizice a fluidelor ce curg prin STD şi semnificația acestei structuri se obțin prin în înlocuirea entalpiei specifice şi entropiei specifice în relațiile exergiei fizice. Vom exemplifica pentru evoluții în domeniul gazos, unde pentru masa unitarã vom avea:

$$ex = \left[\bar{c}_p \cdot (T - T_0) + \frac{\bar{V}^2}{2} + g \cdot Z\right] - T_0\left(\bar{c}_p \cdot ln\frac{T}{T_0} - R \cdot ln\frac{p}{p_0}\right) =$$

$$= \left[\bar{c}_p T_0\left(\frac{T}{T_0} - 1 - ln\frac{T}{T_0}\right) + RT_0 ln\frac{p}{p_0}\right] + \left(\frac{\bar{V}^2}{2} + g \cdot Z\right) = (ex)_{intern} + (ex)_{extern}$$

Prin identificare, vom avea structura exergiei fizice datã de cei doi termeni principali, $(ex)_{intern}$ – exergia internã determinatã de parametrii de stare a fluidului şi $(ex)_{extern}$ – exergia externã dependentã de condiții externe:

$$(ex)_{intern} = \left[\bar{c}_p T_0\left(\frac{T}{T_0} - 1 - ln\frac{T}{T_0}\right) + RT_0 ln\frac{p}{p_0}\right]$$

$(ex)_{extern} = \left(\frac{\bar{V}^2}{2} + g \cdot Z\right)$, pentru curgeri echilibrate $(ex)_{extern} = 0$

Dupã cum se vede, exergia fizicã internã este la rândul ei formatã din douã componente, una funcție numai de temperaturã, ex_T – componenta termicã, şi a doua funcție numai de presiune, ex_p – componenta mecanicã:

$$ex_T = \bar{c}_p T_0\left(\frac{T}{T_0} - 1 - ln\frac{T}{T_0}\right) = \bar{c}_p (T - T_0)\left(1 - \frac{T_0}{(T - T_0)/ln\frac{T}{T_0}}\right) = q_{1-a}\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq}^{1-a}}\right) \text{ şi}$$

$$ex_p = RT_0 ln\frac{p}{p_0}$$

Semnificațiile celor douã componente, ex_T şi ex_p, sunt evidențiate grafic în diagramele $p - v$ şi $T - s$ din figura 19, şi dependențele adimensionale $\frac{ex_T}{RT_0} = f\left(\frac{T}{T_0}\right)$ şi $\frac{ex_p}{RT_0} = f\left(\frac{p}{p_0}\right)$ din figurile 20 şi 21.

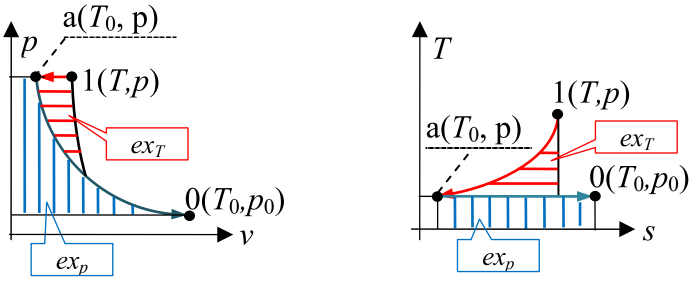


Fig. 19. Echivalența grafică a componentelor ex_T şi ex_p
în diagramele $p-v$ şi $T-s$

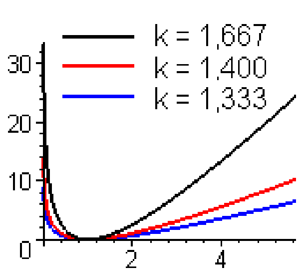


Fig. 20. $\frac{ex_T}{RT_0} = f\left(\frac{T}{T_0}\right)$, $\bar{c}_p \cong \frac{kR}{k-1}$
pentru diferiți exponenți adiabatici k
$\frac{ex_T}{RT_0} = 0$ pentru $\frac{T}{T_0} = 1$

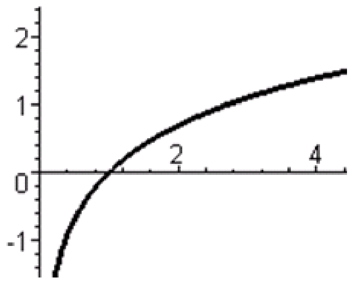


Fig. 21. $\frac{ex_p}{RT_0} = f\left(\frac{p}{p_0}\right)$

Componenta $ex_T = q_{1-a}\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq}^{1-a}}\right) = ex_{q_{1-a}}$ are semnificația exergiei căldurii din procesul izobaric reversibil $(1 - a)_{p_1 = p_a = p}$.

Componenta $ex_p = RT_0 ln\frac{p}{p_0} = w_{t,rev}^{1-a}$ reprezintă lucrul mecanic tehnic specific reversibil din procesul izotermic reversibil $(a-0)_{T_a = T_0}$.

Precizăm că în procesele izotermice la temperatura mediului ambiant, T_0, căldura schimbată cu mediul ambiant la diferență elementară de temperatură asigură doar condiția de izotermie, nu contribuie cu nimic la

valoarea componentei ex_p, deoarece exergia al acestei cãlduri este egalã cu zero $ex_{q_{a-0}} = q_{a-0}\left(1 - \frac{T_0}{T_0}\right) = 0$.

Valoarea componentei ex_p este luatã din disponibilitatea energeticã internã a fluidului, dependentã de presiunea $p \neq p_0$.

Exergia fizicã în procesele nestaționare din STI

Lucrul mecanic tehnic specific reversibil, la un anumit moment pe o evoluție nestaționarã, produs de masa unitarã consideratã STI este şi în acest caz produs prin variația disponibilitãții energetice „a”:

$$w_t = -\frac{\partial a}{\partial t} dt$$

$$\text{cu } a = u + p_e v - T_{specific} s$$

Exergia fizicã corespunzãtoare acestor procese se face din nou prin alegerea stãrii de referințã datã prin $p_e = p_0$ şi $T_{specific} = T_0$. Ca urmare vom avea:

$$ex_{STI} = w_{t,extrem} = -\int_{T,p}^{T_0,p_0} \left(\frac{\partial a}{\partial t} dt \right) \text{ cu}$$

$$a_{extrem} = u + p_0 v - T_0 s = h - T_0 s - v(p - p_0) = b_{extrem} - v(p - p_0)$$

Structura exergiei fizice, ex_{STI}, se poate evidenția prin înlocuirea mãrimilor u, v şi s, respectiv, $u = (h - pv)$, iar s are aceleaşi relații uzuale explicate la exergia fizicã a fluidelor în curegere prin STD. Valoarea volumului specific, v, poate fi datã prin modelul aproximativ al gazului perfect numai pentru evoluții în domeniul gazos, pentru evoluții cu transformãri de fazã trebuie sã apelãm la tabelele termodinamice ale substanțelor elementare, transpuse pe cât posibil într-o formã analiticã.

Exergia din procese de ardere

Analiza exergeticã a reacțiilor de ardere este complexã pentru cã necesitã cunoaşterea completã a compoziției combustibilului şi a proprietãților $h(T,p)$, $u(T,p)$ şi $s(T,p)$ pentru toate speciile chimice implicate în procesul de ardere.

Pentru a putea defini exergia arderii reversibile şi a cãldurii dezvoltate prin ardere, vom aplica şi corela PIT şi PDT.

PIT va furniza datele cantitative caracteristice arderii respectiv puterea calorificã şi temperatura adiabaticã de ardere, iar PDT va permite evaluarea exergiei (lucrul mecanic disponibil maxim) şi a generãrii de entropie prin ireversibilitate.

Cãldura de ardere sau puterea calorificã (heating value), Q_{HV}

Cãldura dezvoltatã prin ardere se determinã prin mãsurãtori calorimetrice standard şi este denumitã putere calorificã (Q_{HV} – heating value). Valoarea puterii calorifice va depinde şi de natura procesului de ardere, ex. la presiune constantã şi la volum constant, vezi figurile 22 şi 23.

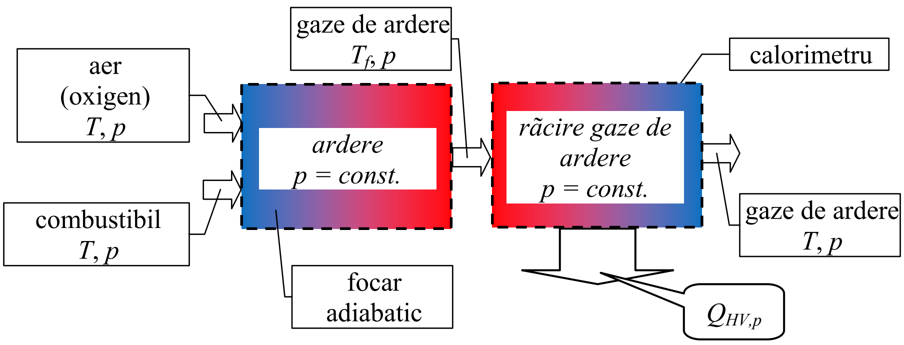


Fig. 22. Schema energeticã de determinare a puterii calorifice pentru arderea izobarã, STD

Puterea calorică este raportată fie la masa combustibilului, $[Q_{HV}]_{SI}$ = [J/kg cb] sau la cantitatea de substanță a combustibilului $[Q_{HVM}]_{SI}$ = [J/kmol cb], $Q_{HVM} = M_{cb} * Q_{HV}$, unde M_{cb} este masa molară a combustibilului.

Arderea izobară urmată de răcirea izobară ulterioară, într-un calorimetru, poate fi abordată într-o succesiune de două etape. Prima etapă este o ardere izobară fără schimb de căldură (adiabatică) ce duce la creşterea temperaturii gazelor de ardere până la temperatura adiabatică de ardere T_f. Conform PIT, putem scrie:

$$m_{cb}h(T,p)_{cb} + (\sum_i m_i\, h_i(T,p))_{aer} = \left(\sum_j m_j\, h_j(T_f,p)\right)_{gaze}$$

A doua etapă este un proces izobar de răcire a gazelor de ardere de la T_f până la temperatura inițială T. Conform PIT, putem avem:

$$m_{cb}Q_{HV,p} = \left(\sum_j m_j\, h_j(T_f,p)\right)_{gaze} - \left(\sum_j m_j\, h_j(T,p)\right)_{gaze} \overset{\substack{ecuatia\\ anterioara}}{\triangleq}$$

$$= m_{cb}h(T,p)_{cb} + (\sum_i m_i\, h_i(T,p))_{aer} - \left(\sum_j m_j\, h_j(T,p)\right)_{gaze} =$$

$$= \sum_{reactanti} H - \sum_{produşi} H \Rightarrow \boxed{Q_{HV,p} = \frac{\sum_{reactanti} H - \sum_{produşi} H}{m_{cb}}}$$

în care $m_i = n_i M_i$ sunt masele implicate în ardere şi egale cu produsul dintre numărul de kmoli, n_i, şi masa molară, M_i, a speciei i.

Şi arderea izocoră urmată de răcirea izocoră ulterioară, într-un calorimetru, poate fi concepută deasemenea într-o succesiune de două etape. Prima etapă este o ardere izocoră fără schimb de căldură (adiabatică) ce duce la creşterea temperaturii şi presiunii gazelor de ardere de la valorile inițiale T şi p_{in} până la T_f şi p_f. Conform PIT, putem scrie:

$$m_{cb}u(T,p_{in})_{cb} + (\sum_i m_i\, u_i(T,p_{in}))_{aer} = \left(\sum_j m_j\, u_j(T_f,p_f)\right)_{gaze}$$

A doua etapă este un proces izocor de răcire a gazelor de ardere de la

T_f şi p_f pânã la temperatura iniţialã T şi presiunea finalã p_{fin}. Conform PIT, avem:

$$m_{cb}Q_{HV,v} = \left(\sum_j m_j\, u_j(T_f, p_f)\right)_{gaze} - \left(\sum_j m_j\, u_j(T, p_{fin})\right)_{gaze} \overset{\substack{ecuatia\\ anterioara}}{\triangleq}$$

$$= m_{cb}u(T, p_{in})_{cb} + \left(\sum_i m_i\, u_i(T, p_{in})\right)_{aer} - \left(\sum_j m_j\, u_j(T, p_{fin})\right)_{gaze} =$$

$$= \sum_{reactanti} U - \sum_{produşi} U \Rightarrow \boxed{Q_{HV,v} = \frac{\sum_{reactanti} U - \sum_{produşi} U}{m_{cb}}}$$

în care $m_i = n_i M_i$ sunt deasemenea masele implicate în ardere şi egale cu produsul dintre numãrul de kmoli, n_i, şi masa molarã, M_i, a speciei i.

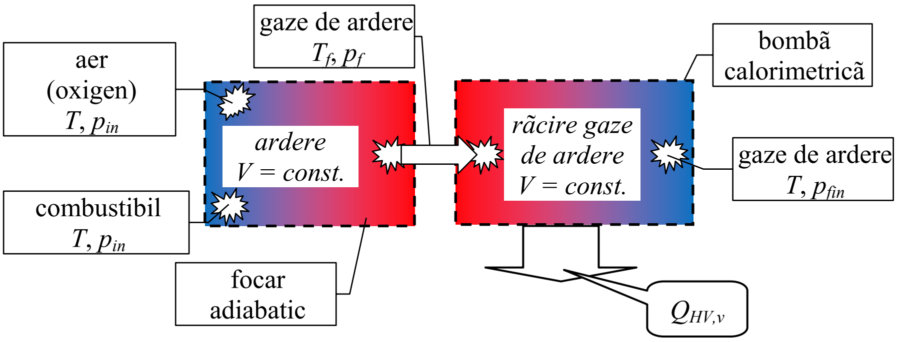


Fig. 23. Schema energeticã de determinare a puterii calorifice pentru arderea izocorã, STI

În procesul de ardere se vor implica douã tipuri de specii chimice şi anume:

– speciile chimice ce nu participã la reacţiile de oxidare şi de disociere, inerte din punct de vedere chimic, pot fi considerate substanţe “elementare” şi ca urmare valorile pentru entalpia specificã şi energia internã specificã pot fi evaluate cu relaţiile considerate la exergia fizicã a

substanțelor elementare, $h(T,p) = \int_{T_0^*,p_0^*}^{T,p} dh$, $u(T,p) = [h(T,p) - p \cdot v(T,p)]$, în care T_0^* şi p_0^* sunt parametrii standard pentru care entalpia specifică şi entropia specifică sunt impuse cu valori egale cu „zero”.

– speciile chimic active, ce participă la reacțiile de oxidare şi disociere, iar valorile entalpiei specifice trebuie să includă şi entalpia de formare ce reprezintă variația de entalpie asociată reacției de formare a compusului chimic în condiții standard, $T_f^0 = 298{,}15\ K$ şi $p_f^0 = 1\ atm$, entalpia de formare standard, $\tilde{h}_f^0(T_f^0, p_f^0)^*$ este determinată experimental prin măsurători calorimetrice. Ca urmare entalpia specifică a unui compus chimic activ este:

$$h(T_f^0, p_f^0)_{\substack{compus\\ chimic}} = \tilde{h}_f^0 + \int_{T_0^*,p_0^*}^{T_f^0,p_f^0} dh$$

$$h(T,p)_{\substack{compus\\ chimic}} = h(T_f^0, p_f^0)_{\substack{compus\\ chimic}} + \int_{T_f^0,p_f^0}^{T,p} dh = \tilde{h}_f^0 + \int_{T_0^*,p_0^*}^{T,p} dh$$

Entalpia de formare standard a elementelor chimic active, ex. H_2, O_2, C, este considerată a fi egală cu zero.

Energia internă specifică a speciilor chimic active poate fi evaluată prin relația:

$$u(T,p)_{\substack{compus\\ chimic}} \cong h(T,p)_{\substack{compus\\ chimic}} - p \cdot v(T,p)$$

Vom exemplifica manipularea entalpiilor specifice a compuşilor chimici activi şi inactivi pentru un proces de ardere la presiune constantă, simplificat. Condițiile restrictive adoptate sunt “oarecare” (non europene - NSRDS-NBS37) şi se referă la:

✓ arderea este stoechiometrică,
✓ arderea are loc în condiții “standard”, $T_f^0 = 298{,}15\ K, p_f^0 = 1\ atm$

---

[*] ex.: *JANAF Thermochemical Tables*, National Bureau of Standards Publication
NSRDS-NBS37, cu $T_f^0 = 298{,}15\ K, p_f^0 = 1\ atm$, sau
SREN 437, cu $T_f^0 = 288{,}15\ K, p_f^0 = 1\ atm$

- ✓ combustibilul este un 1 kmol amestec cu compoziţia molarã

$$0{,}05\,\frac{kmol\ H_2}{kmol\ cb}\ (g),\quad 0{,}9\,\frac{kmol\ CH_4}{kmol\ cb}\ (g)\ \text{şi}\ \frac{kmol\ C}{kmol\ cb}\ (s)\text{– praf,}$$

- ✓ aerul are compoziţia volumetricã (molarã)

$$0{,}21\,\frac{kmol\ O_2}{kmol\ aer}\ (g)\ \text{şi}\ 0{,}79\,\frac{kmol\ N_2}{kmol\ aer}\ (g).$$

Reacţiile chimice de oxidare, raportate la 1 kmol de combustibil, sunt*:

$0{,}05H_2$(g)	+	$\frac{0{,}05}{2}O_2$(g)	→	$0{,}05H_2O$ (g)				
$\tilde{h}^0_{f,H_2}=0$		$\tilde{h}^0_{f,O_2}=0$		$\tilde{h}^0_{f,H_2O,v}=-13{,}433\frac{MJ}{kg}$				
$0{,}05H_2$(g)	+	$\frac{0{,}05}{2}O_2$(g)	→	$0{,}05H_2O$ (l)				
$\tilde{h}^0_{f,H_2}=0$		$\tilde{h}^0_{f,O_2}=0$		$\tilde{h}^0_{f,H_2O,l}=-15{,}878\frac{MJ}{kg}$				
$0{,}9CH_4$ (g)	+	$1{,}8O_2$(g)	→	$0{,}9CO_2$ (g)	+	$1{,}8H_2O$ (g)		
$\tilde{h}^0_{f,CH_4}=-4{,}68125\frac{MJ}{kg}$		$\tilde{h}^0_{f,O_2}=0$		$\tilde{h}^0_{f,CO_2}=-8{,}9432\frac{MJ}{kg}$		$\tilde{h}^0_{f,H_2O,v}=-13{,}433\frac{MJ}{kg}$		
$0{,}9CH_4$ (g)	+	$1{,}8O_2$(g)	→	$0{,}9CO_2$ (g)	+	$1{,}8H_2O$ (l)		
$\tilde{h}^0_{f,CH_4}=-4{,}68125\frac{MJ}{kg}$		$\tilde{h}^0_{f,O_2}=0$		$\tilde{h}^0_{f,CO_2}=-8{,}9432\frac{MJ}{kg}$		$\tilde{h}^0_{f,H_2O,l}=-15{,}878\frac{MJ}{kg}$		
$0{,}05C$ (s)	+	$0{,}05O_2$(g)	→	$0{,}05CO_2$ (g)				
$\tilde{h}^0_{f,C}=0$		$\tilde{h}^0_{f,O_2}=0$		$\tilde{h}^0_{f,CO_2}=-8{,}9432\frac{MJ}{kg}$				

Reacţia de ardere globalã, raportatã la 1 kmol de combustibil, este:

$$0{,}05H_2+0{,}9CH_4+0{,}05C+1{,}875O_2+1{,}875\frac{0{,}79}{0{,}21}N_2\rightarrow$$
$$\rightarrow 0{,}95CO_2+1{,}85H_2O+1{,}875\frac{0{,}79}{0{,}21}N_2+\left(M_{cb}Q_{HV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0}$$

în care M_{cb} este masa molarã a combustibilului iar $\tilde{h}^0_{f,N_2}=0$.

$$M_{cb}\cong 0{,}05M_{H_2}+0{,}9M_{CH_4}+0{,}05M_C=0{,}05\cdot 2+0{,}9\cdot 16+0{,}05\cdot 12=15{,}1\,\frac{kg\ cb}{kmol\ cb}$$

* (g) – stare gazoasã, (l) – stare lichidã, (s) – stare solidã

Puterea calorificã a combustibilului pentru condiții standard “oarecare” va fi:

$$\left(Q_{HV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0} = \frac{\sum_{reactanti} m_{r,i} h_{r,i} - \sum_{produși} m_{p,i} h_{p,i}}{m_{cb}}$$

La calcularea entalpiilor reactanților şi produşilor de ardere, masele implicate în proces vor fi egale cu produsul dintre numãrul de kmoli din ecuația reacției de ardere globale şi masa molarã:

- ✓ reactanți ($m_{cb} = 15{,}1\ kg$)

$$m_{H_2} = 0{,}05 \cdot 2 = 0{,}1\ kg, m_{CH_4} = 0{,}9 \cdot 16 = 14{,}4\ kg, m_C = 0{,}05 \cdot 12 = 0{,}6\ kg,$$

$$m_{O_2} = 1{,}875 \cdot 32 = 60\ kg, m_{N_2} = 1{,}875 \cdot \frac{0{,}79}{0{,}21} \cdot 28 = 197{,}5\ kg$$

- ✓ produşi, ($m_{cb} = 15{,}1\ kg$)

$$m_{H_2O} = 1{,}85 \cdot 18 = 33{,}3\ kg, m_{CO_2} = 0{,}95 \cdot 44 = 41{,}8\ kg,$$

$$m_{N_2} = 1{,}875 \cdot \frac{0{,}79}{0{,}21} \cdot 28 = 197{,}5\ kg$$

Produşii de ardere conțin apa ca substanțã condensabilã. Prin rãcirea gazelor de ardere pânã la starea standard “oarecare”, o parte din aceastã apã poate condensa.

Pentru starea standard “oarecare” datã prin $T_f^0 = 298{,}15\ K, p_f^0 = 1\ atm$, entalpiile specifice pentru condensul posibil format şi pentru vaporii de apã restanți în gazele de ardere (cu entalpia de formare deja raportatã la starea gazoasã) sunt:

$$h_{0,H_2O,l} = h_{f,H_2O,l}^0 + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,H_2O,l}\, dT$$

respectiv

$$h_{0,H_2O,v} = h_{f,H_2O,v}^0 + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,H_2O,v}\, dT \cong h_{f,H_2O,l}^0 + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,H_2O,l} dT + l\left(T_f^0\right) + \int_{298,15}^{298,15} c_{p,H_2O,v}\, dT$$

în care $\int_{298,15}^{298,15} c_{p,H_2O,v}\,dT = 0$ pentru cã vaporii se aflã pe izotermica T_f^0, $c_{p,H_2O,l} \cong 0{,}00418\ \frac{MJ}{kg\,K}$ este cãldura specificã a apei lichide, $c_{p,H_2O,v}$ este cãldura specificã a vaporilor de apã, $l(T_f^0) \cong 2{,}44\ \frac{MJ}{kg}$ este cãldura latentã de vaporizare a apei la temperatura T_f^0, iar $h_{0,H_2O,v} = h_{f,H_2O,l}^0 + l(T_f^0) + \int_{273,15}^{298,15}(c_{p,H_2O,l} - c_{p,H_2O,v})dT = -13{,}377\ \frac{Mj}{kg}$. (eroare de cca. 0,4% fațã de valoarea –13,433)

Înainte de a calcula entalpia produşilor, trebuie cunoscutã masa apei condensate şi masa vaporilor din gazele de ardere. Pentru determinarea celor douã cantitãti de apã, condens şi vapori, vom utiliza modelul aerului umed.

Conținutul maxim de vapori, $x_{H_2O,v}\ \left[\frac{kmoli\ vapori}{kmoli\ gaze\ necondensabile}\right]$, în gazele de ardere necondensabile este dat prin relația conținutului de umiditate la saturație:

$$x_{H_2O,v} = \frac{p_{H_2O,s}}{p_f^0 - p_{H_2O,s}} = \frac{(n_{H_2O,v})_{vapori\ saturati}}{(\sum n_{p,i})_{gaze\ necondensabile}} \cong 31{,}4 \cdot 10^{-5}$$

în care $p_{H_2O,s} \cong 31{,}8 \cdot 10^{-5}$ bar este presiunea de saturație a apei corespunzãtoare temperaturii T_f^0, iar $p_f^0 \cong 1{,}01325$ bar este presiunea amestecului de gaze necondensabile şi condensabile (vapori).

Masa vaporilor restanți în gazele necondensabile este:

$$m_{H_2O,v} = M_{H_2O} \cdot x_{H_2O,v} \cdot \left(\sum n_{p,i}\right)_{gaze\ necondensabile} \cong 18 \cdot 31{,}4 \cdot 10^{-5}\left(0{,}95 + 1{,}875 + 1{,}875\frac{0{,}79}{0{,}21}\right) = 0{,}055834\ kg$$

Masa condensului format prin rãcirea gazelor de ardere va fi:

$$m_{H_2O,l} = m_{H_2O} - m_{H_2O,v} = 33{,}3 - 0{,}055834 = 33{,}244166\ kg$$

Valorile entalpiilor reactanților şi produşilor de ardere sunt evaluate în continuare, pentru condițiile standard "oarecare" $T_f^0 = 298{,}15\ K, p_f^0 = 1\ atm$.

✓ Reactanți

$$H_r = \sum_{reactanti} m_{r,i} h_{r,i} = 0{,}1\left(\tilde{h}^0_{f,H_2} + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,H_2} dT\right) + 14{,}4\left(\tilde{h}^0_{f,CH_4} + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,CH_4} dT\right) + 60\left(\tilde{h}^0_{f,O_2} + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,O_2} dT\right) + 197{,}5\left(\tilde{h}^0_{f,N_2} + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,N_2} dT\right) + 0{,}6\left(\tilde{h}^0_{f,C} + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,C} dT\right) \cong -60{,}212743\ MJ$$

✓ Produşi de ardere

$$H_p = \sum_{produsi} m_{p,i} h_{p,i} = 41{,}8\left(\tilde{h}^0_{f,CO_2} + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,CO_2} dT\right) + 197{,}5\left(\tilde{h}^0_{f,N_2} + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,N_2} dT\right) + 0{,}055834\left(\tilde{h}^0_{f,H_2O,v} + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,H_2O,v} dT\right) + 33{,}244166\left(\tilde{h}^0_{f,H_2O,l} + \int_{273,15}^{298,15} c_{p,H_2O,l} dT\right) \cong -893{,}06255\ MJ$$

Puterea calorificã a combustibilului prezumat va fi:

$$\left(Q_{HV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0} = \frac{H_r - H_p}{m_{cb}} \cong \frac{-60{,}212743 + 893{,}06255}{15{,}1} = 55{,}155616 \frac{Mj}{kg}$$

În mod tradițional, puterea calorificã în condiții standard este evaluatã prin relația simplificatã:

$$\left(Q_{HV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0} \cong \frac{\sum_{reactanti} m_{r,i} h^0_{f,r,i} - \sum_{produsi} m_{p,i} h^0_{f,p,i}}{m_{cb}} = 55{,}29911561\ \frac{MJ}{kg}$$

Diferența între valorile calculate prin cele douã modele este neglijabilã, 0,26%. Aceastã diferențã poate fi indusã prin modalitãțile de mediere a cãldurilor specifice şi de evaluare a constantelor de gaz perfect.

Pentru a menține consistența teoreticã a modelului de calcul a puterii calorifice preferãm, în aceastã lucrare, sã utilizãm relațiile complete ale entalpiilor specifice pentru compuşii condensabili şi necondensabili, care vor rãmâne identice matematic şi în cazul evaluãrii şi altor reacții chimice

posibile în arderea la temperaturi înalte, ex. procesele de disociere.

Menționãm cã putem întâlni pentru puterea calorificã douã valori determinate teoretico-experimental:

- ✓ puterea calorificã superioarã $\left(Q_{HHV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0}$ ce include şi cãldura latentã de condensare a apei $l\left(T_f^0\right)$ la temperatura standard, corespunde situaţiei rãcirii gazelor de ardere pânã la T_f^0 când se considerã cã practic apa a condensat în totalitate,
- ✓ şi puterea calorificã inferioarã ce nu mai include cãldura latentã de condensare a apei, este utilizatã în procesele de rãcire a gazelor de ardere pânã la temperaturi superioare punctului de rouã (temperatura de saturaţie a apei) , vezi şi tabelul de mai jos. Putem evalua şi aproximativ puterea calorificã inferioarã $\left(Q_{LHV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0}$:

$$\left(Q_{LHV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0} \cong \left(Q_{HHV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0} - \frac{m_{H_2O}}{m_{cb}} l\left(T_f^0\right) \cong (49{,}78)_{\substack{prin\\ entalpii\\ specifice}} \cong (49{,}923)_{\substack{prin\\ entalpii\\ de\ formare}}$$

cu eroarea relativã de cca.

$(0{,}25\%)_{\text{prin entalpiispecifice}}$ şi + $(0{,}014\%)_{\text{prin entalpii de formare}}$.

În tabelul de mai jos sunt incluse comparaţiile între valorile puterii calorifice calculate prin diferite modele.

Modelul de calcul	Puterea calorificã $\left(Q_{HV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0}$ [MJ/kg cb]	Puterea calorificã superioarã* $\left(Q_{HHV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0}$ [MJ/kg cb]	Puterea calorificã inferioarã† $\left(Q_{LHV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0}$ [MJ/kg cb]
prin entalpiile specifice ale reactanţilor şi produşilor	55,15561400	55.16443808 (toatã apa, 33,3 kg, este consideratã condensatã)	49,90309239 (toatã apa, 33,3 kg, este consideratã în stare de vapori)

* HHV – higher heating value,
† LHV – lower heating value.

Modelul de calcul	Puterea calorifică $(Q_{HV,p})_{T_f^0,p_f^0}$ [MJ/kg cb]	Puterea calorifică superioară* $(Q_{HHV,p})_{T_f^0,p_f^0}$ [MJ/kg cb]	Puterea calorifică inferioară† $(Q_{LHV,p})_{T_f^0,p_f^0}$ [MJ/kg cb]
doar prin entalpiile de formare	55, 29911561	55,30815629 (toată apa, 33,3 kg, este considerată condensată)	49,91620264 (toată apa, 33,3 kg, este considerată în stare de vapori)

Temperatura adiabatică de ardere

Temperatura adiabatică de ardere, T_f, poate fi determinată din ecuația de bilanț energetic a procesului de ardere ce are loc pe intervalul de temperaturi $T - T_f$, vezi şi figura 22:

$$m_{cb}h(T,p)_{cb} + \left(\sum_i m_i\, h_i(T,p)\right)_{aer} = \left(\sum_j m_j\, h_j(T_f,p)\right)_{gaze}$$

La rezolvarea proceselor de ardere fără sau cu disociere, atunci când este cunoscută puterea calorifică superioară, relația de mai sus este înlocuită prin ecuații echivalente de conservare a energiei. Aceste ecuații sunt determinate pe următoarea succesiune logică de etape fictive:

a) o ardere adiabatică fără disocieri, urmată de
b) o etapă de disocieri controlate prin constantele de echilibru chimic dependente de temperatură şi participațiile molare ale componenților nedisociați şi disociați din gazele de ardere.

În etapa (a) a arderii adiabatice fără disocieri, ecuația de conservare a energiei, în care este cunoscută inițial puterea calorifică superioară, este:

$$m_{cb}\left[(Q_{HHV,p})_{T_f^0,p_f^0} + \int_{T_f^0}^{T_{cb}} c_{p,cb}dT\right] + \left[m_{O_2}\int_{T_f^0}^{T_{aer}} c_{p,O_2}dT + m_{N_2}\int_{T_f^0}^{T_{aer}} c_{p,N_2}dT + m_{H_2O,aer}\left(l_0 + \int_{T_f^0}^{T_{aer}} c_{p,H_2O,v}dT\right)\right]_{aer} =$$

* HHV – higher heating value,
† LHV – lower heating value.

$$= \left[\left(\sum_j m_j \int_{T_f^0}^{T_f} c_{p,j} dT\right)_{\substack{gaze\\uscate}} + m_{H_2O,gaze}\left(l_0 + \int_{T_f^0}^{T_f} c_{p,H_2O,v} dT\right)\right]_{\substack{gaze\ de\\ardere}}$$

unde T_{cb} şi T_{aer} sunt temperaturi de intrare în camera de ardere, pot fi diferite de T_f^0. În ecuaţia de mai sus, T_f este temperatura adiabaticã de ardere fãrã disocieri şi este necunoscuta primarã ce trebuie determinatã, ex. printr-o metodã încercare şi eroare.

În etapa (b) a arderii cu disocieri, ecuaţia PIT utilizatã este:

$$\left\{\left[\sum_j m_j \left(\tilde{h}_{f,j}^0 + \int_{T_0^*}^{T_f} c_{p,j} dT\right)\right]_{\substack{gaze\\uscate}} + m_{H_2O,gaze}\left(\tilde{h}_{f,H_2O,v}^0 + \int_{T_0^*}^{T_f} c_{p,H_2O,v} dT\right)\right\}_{\substack{gaze\ de\\ardere}} =$$
$$\left[\sum_k m_k \left(\tilde{h}_{f,k}^0 + \int_{T_0^*}^{T_{f,d}} c_{p,k} dT\right)\right]_{\substack{gaze\\disociate}}$$

În aceastã ecuaţie, $T_{f,d}$ este temperatura adiabaticã de ardere cu disocieri şi este necunoscuta ce trebuie determinatã în final, ex. deasemenea printr-o metodã încercare şi eroare. Greutatea rezolvãrii acestei ecuaţii finale este legatã de setul de ecuaţii chimice de disocieri şi recombinãri posibile, controlate prin constantele de echilibru chimic aferente acestora.

Precizãm încãodatã cã trebuie avut în vedere cã masele tuturor componenţilor sunt proporţionale cu numãrul de kmoli ce participã la reacţiile chimice.

Lucrul mecanic disponibil maxim pentru un proces de ardere versus exergia cãldurii dezvoltate prin ardere

Lucrul mecanic disponibil maxim al arderii reversibile sau exergia chimicã a arderii

Lucrul mecanic disponibil maxim, respectiv exergia unui proces de ardere adiabatic pot fi evaluate prin intermediul variaţiei maxime a disponibilitãţii energetice caracteristice procesului de ardere, deci va depinde de natura procesului de ardere, ex. izobar sau izocor. Sistemul

termodinamic ideal ce ar putea valorifica la maxim disponibilitatea energeticã a reactanților şi produşilor de ardere este schițat în figura 24 ce exemplificã cazul arderii izobare fãrã consumuri energetice suplimentare, respectiv fãrã consum de cãldurã sau consum de lucru mecanic tehnic pentru preîncãlzirea sau pentru comprimarea reactanților.

Putem considera motorul ideal ca un STD adiabatic ce include şi camera de ardere. În acest motor ideal reactanții ce intrã şi produşii ce ies sunt în echilibru termodinamic cu mediul exterior, respectiv au temperatura şi presiunea mediului ambiant, T_0 şi p_0.

Prin raportare la masa combustibilului consumat prin ardere, vom avea urmãtoarea relație a lucrului mecanic disponibil (lucrul mecanic tehnic reversibil):

$$Ex_{\substack{ardere\\reversibila}} = W_{\substack{disponibil\\maxim}} = W_{t,rev}^{ardere} = -\left[B_p(T_0, p_0) - B_r(T_0, p_0)\right]$$

în care $W_{t,rev,max}^{ardere}$, şi $B_r = \frac{\sum m_{r,i}h_{r,i} - T_0 \sum m_{r,i}s_{r,i}}{m_{cb}}$, $B_p = \frac{\sum m_{p,i}h_{p,i} - T_0 \sum m_{p,i}s_{p,i}}{m_{cb}}$ sunt lucrul mecanic tehnic reversibil maxim şi disponibilitãțile energetice ale reactanților şi produşilor de ardere, [J/kg cb].

Evaluarea entalpiilor specifice ale reactanților şi produşilor de ardere se face pe cele douã tipuri de componenți, gaze necondensabile şi gaze condensabile, vezi calculul cãldurii dezvoltate prin ardere.

În schimb, într-un amestec multifazic, evaluarea entropiilor specifice trebuie fãcutã pe fazele în echilibru termodinamic. Astfel toate cele trei faze posibile într-un amestec multifazic, solidã, lichidã şi gazoasã sunt separate între ele printr-o interfațã netã şi se aflã la aceeaşi temperaturã şi presiune, $T_{\substack{faza\\solida}} = T_{\substack{faza\\lichida}} = T_{\substack{faza\\gazoasa}} = T$, şi $p_{\substack{faza\\solida}} = p_{\substack{faza\\lichida}} = p_{\substack{faza\\gazoasa}} = p$.

Fazele solidã şi lichidã sunt considerate uzual ca medii omogene cu proprietãți cunoscute.

Faza gazoasã este un amestec de gaze în care fiecare component tip gaz

se aflã la temperatura amestecului dar la presiunea parţialã proprie proporţionalã cu fracţia molarã (volumetricã), $T_{i,gaz} = T_{\underset{gazos}{amestec}}, p_{i,gaz} = p_{\underset{gazos}{amestec}} \frac{n_{i,gaz}}{(\sum n_i)_{gaz}}$, în care $p_{i,gaz}$, $n_{i,gaz}$, sunt presiunea parţialã şi numãrul de kmoli ai componentului *i* din faza gazoasã.

La evaluarea entalpiilor şi entropiilor reactanţilor şi produşilor arderii, se va ţine cont de asemenea cã masele vaporilor şi a apei lichide din gazele de ardere depind de temperatura stãrii de referinţã (mediul ambiant) T_0, aleasã pentru determinarea valorii $W_{t,rev,max}^{ardere}$ respectiv:

$$x_{H_2O,v} = \frac{p_{H_2O,s}(T_0)}{p_f^0 - p_{H_2O,s}(T_0)} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow m_{H_2O,v} = M_{H_2O} \cdot x_{H_2O,v} \cdot \left(\sum n_{p,i}\right)_{\substack{gaze \\ necondensabile}} \text{ şi } m_{H_2O,l} = m_{H_2O} - m_{H_2O,v}$$

Revenind la acelaşi exemplu de ardere abordat anterior la calculul puterii calorifice, vom avea urmãtoarele cantitãţi de substanţã implicate în procesul de ardere:

- ✓ reactanţi, ($m_{cb} = 15{,}1\ kg$)

$$n_{H_2} = 0{,}05\ kmoli\ gaz, n_{CH_4} = 0{,}9\ kmoli\ gaz, n_{O_2} = 1{,}875\ kmoli\ gaz,$$
$$n_{N_2} = 1{,}875 \cdot \frac{0{,}79}{0{,}21} = 7{,}053571429\ kmoli\ gaz, n_C = 0{,}05\ kmoli\ solid$$
$$\left(\sum n_{r,i}\right)_{gaz} = nrg = n_{H_2} + n_{CH_4} + n_{N_2} = 0{,}05 + 0{,}9 + 1{,}875 + 7{,}053571429$$
$$= 9{,}878571429\ kmoli\ gaze$$

- ✓ produşi, ($m_{cb} = 15{,}1\ kg$)

$$n_{CO_2} = 0{,}95\ kmoli\ gaz, n_{N_2} = 1{,}875 \cdot \frac{0{,}79}{0{,}21} = 7{,}053571429\ kmoli\ gaz$$
$$n_{H_2O,v} = x_{H_2O,v}(n_{CO_2} + n_{N_2})\ kmoli\ gaz, n_{H_2O,l} = (1 - x_{H_2O,v})(n_{CO_2} + n_{N_2})\ kmoli\ lichid,$$
$$\left(\sum n_{p,i}\right)_{gaz} = npg = n_{H_2O,v} + n_{CO_2} + n_{N_2} = n_{H_2O,v} + 0{,}95 + 7{,}053571429\ kmoli\ gaze$$

Cunoscând numărul de kmoli, se pot evalua acum şi entropiile reactanţilor şi produşilor, în care masele vor fi evaluate cu relaţia generală $(m_{substanta} = M_{substanta} \cdot n_{substanta})$.

Valorile entalpiilor reactanţilor şi produşilor de ardere vor evaluate prin relaţiile următoare.

✓ Reactanţi

$$H_r = \sum_{reactanti} m_{r,i} h_{r,i} = 0{,}1\left(\tilde{h}^0_{f,H_2} + \int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,H_2} dT\right) + 14{,}4\left(\tilde{h}^0_{f,CH_4} + \int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,CH_4} dT\right) +$$
$$60\left(\tilde{h}^0_{f,O_2} + \int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,O_2} dT\right) + 197{,}5\left(\tilde{h}^0_{f,N_2} + \int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,N_2} dT\right) + 0{,}6\left(\tilde{h}^0_{f,C} + \int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,C} dT\right)$$

✓ Produşi de ardere

$$H_p = \sum_{produsi} m_{p,i} h_{p,i} = 41{,}8\left(\tilde{h}^0_{f,CO_2} + \int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,CO_2} dT\right) + 197{,}5\left(\tilde{h}^0_{f,N_2} + \int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,N_2} dT\right) +$$
$$m_{H_2O,v}\left(\tilde{h}^0_{f,H_2O,v} + \int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,H_2O,v} dT\right) + m_{H_2O,l}\left(\tilde{h}^0_{f,H_2O,l} + \int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,H_2O,l} dT\right)$$

În aceste relaţii, avem temperatura stării de referinţă aceeaşi pentru toate substanţele, $T_0^* = 273{,}15\ K$.

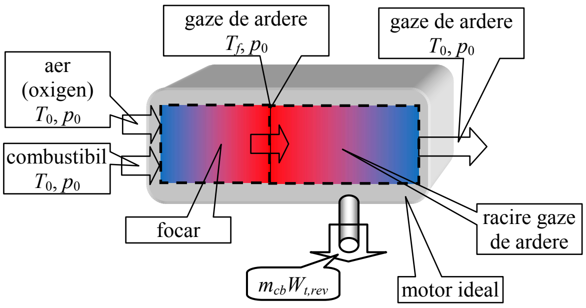


Fig. 24. Schema pentru determinarea lucrului mecanic disponibil maxim pentru un proces de ardere izobar reversibil

Valorile entropiilor reactanţilor şi produşilor de ardere vor fi evaluate prin relaţiile următoare.

– Entropia reactanților va fi:

$$S_r = \sum_{reactanti} m_{r,i} s_{r,i} \cong 0,1\left(\int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,H_2}\frac{dT}{T} - R_{H_2} ln\frac{p_0}{p_0^*}\frac{n_{H_2}}{nrg}\right) + 14,4\left(\int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,CH_4}\frac{dT}{T} - R_{CH_4} ln\frac{p_0}{p_0^*}\frac{n_{CH_4}}{nrg}\right) + 60\left(\int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,O_2}\frac{dT}{T} - R_{O_2} ln\frac{p_0}{p_0^*}\frac{n_{O_2}}{nrg}\right) + 197,5\left(\int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,N_2}\frac{dT}{T} - R_{N_2} ln\frac{p_0}{p_0^*}\frac{n_{N_2}}{nrg}\right) + 0,6\int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,C}\frac{dT}{T}$$

– Entropia produşilor de ardere, după producerea lucrului mecanic disponibil maxim, va fi:

$$S_p = \sum_{produsi} m_{p,i} s_{p,i} \cong m_{H_2O,v}\left(\int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,H_2O,v}\frac{dT}{T} - R_{H_2O,v} ln\frac{p_0}{p_{0,H_2O}^*}\frac{n_{H_2O,v}}{npg}\right) + 41,8\left(\int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,CO_2}\frac{dT}{T} - R_{CO_2} ln\frac{p_0}{p_0^*}\frac{n_{CO_2}}{nrg}\right) + 197,5\left(\int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,N_2}\frac{dT}{T} - R_{N_2} ln\frac{p_0}{p_0^*}\frac{n_{N_2}}{npg}\right) + m_{H_2O,l}\int_{T_0^*}^{T_0} c_{p,H_2O,l}\frac{dT}{T}$$

În relațiile de evaluare a entropiilor reactanților şi produşilor, temperatura stării de referință este de asemenea aceeaşi pentru toate substanțele, $T_0^* = 273,15\,K$, dar presiunea stării de referință este diferită. Pentru gazele necondensabile, ex. CO_2 şi N_2, presiunea stării de referință este $p_0^* = 1\,atm$, iar pentru apa, gaz condensabil, $p_{0,H_2O}^* \cong 0,00603\,atm$ corespunde punctului triplu al apei.

Se constată că valorile entalpiilor şi entropiilor reactanților şi produşilor de ardere, deci şi disponibilitățile energetice ale acestora, depind de temperatura şi presiunea mediului ambiant, T_0, p_0, şi de stările de referință ale substanțelor participante la ardere, definite prin T_0^* şi p_0^*.

În tabelul următor sunt incluse valorile lucrului mecanic disponibil maxim caracteristic arderii izobare la parametrii mediului ambiant, pentru combustibilul prezumat în exemplul adoptat.

Temperatura mediului ambiant, T_0, [K]	Presiunea de ardere, p, [atm]	$W_{t,rev,max}$, [MJ/kg cb]
273,15	1	54,54945
285,15	1	54,51801
298,15	1	54,48721
313,15	1	54,45566

Se poate concluziona cã lucrul mecanic disponibil maxim asociat unei arderi reversibile este practic egal cu puterea calorificã superioarã, respectiv pentru combustibilul ales în exemplificarea arderii izobare avem,

- prin entalpii specifice
  $\left(Q_{HV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0} = 55{,}155614\ \frac{MJ}{kg}$, $\left(Q_{HHV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0} = 55{,}1644381\ \frac{MJ}{kg}$
- prin entalpii de formare
  $\left(Q_{HV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0} = 55{,}29912\ \frac{MJ}{kg}$, $\left(Q_{HHV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0} = 55{,}3081563\ \frac{MJ}{kg}$

Exergia cãldurii dezvoltate prin ardere

În orice motor, camera de ardere izobarã nu poate fi cuplatã direct la arborele motor pentru a produce lucru mecanic tehnic, chiar reversibil, pentru cã $W_{t,rev}^{ardere} = -(\int Vdp)_{rev}^{ardere} = 0$. Analizând numai efectul termic al arderii, care ar putea genera lucru mecanic tehnic, atunci pentru evaluarea exergiei cãldurii dezvoltate prin ardere, putem considera camera de ardere ca un STD adiabatic ce furnizeazã gaze de ardere nedisociate pentru un motor ideal, considerat de asemenea un STD adiabatic ce produce lucru mecanic tehnic numai în baza rãcirii izobare a gazelor de ardere de la temperatura adiabaticã de ardere T_f pânã la temperatura de echilibru cu mediul ambiant T_0, vezi figura 25.

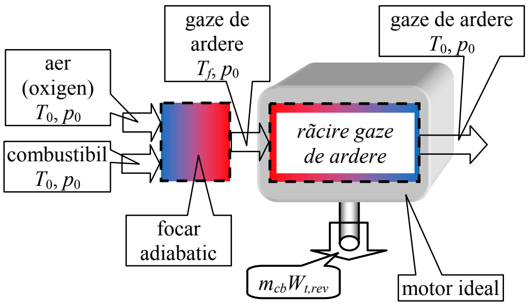


Fig. 25.
Schema pentru determinarea exergiei unui proces de ardere reversibil

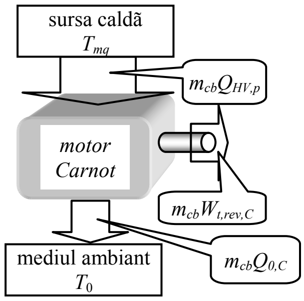


Fig. 26.
Schema de evaluare a exergiei căldurii echivalente arderii

Exergia căldurii dezvoltate prin ardere este evaluată prin variația maximă a disponibilității energetice a agentului de lucru, gaze de ardere, pe motorul ideal, respectiv prin raportare la masa combustibilului consumat prin ardere. Vom avea următoarea relație a exergiei căldurii dezvoltate prin ardere, care este egală cu lucrul mecanic disponibil maxim (lucrul mecanic tehnic reversibil maxim), pentru motorul ideal – STD adiabatic:

$$Ex\left(Q_{HV,p}\right)_{T_0,p_0} = W_{t,rev,Q_{HV,p}}^{gaze} = -\left[B_p(T_0,p_0) - B_p\left(T_f,p_0\right)\right] =$$

în care $W_{t,rev}$ și $B_p = \frac{\sum m_{p,i}h_{p,i} - T_0\sum m_{p,i}s_{p,i}}{m_{cb}}$ sunt lucrul mecanic tehnic reversibil şi disponibilitea energetică a produşilor de ardere, [J/kg cb].

Dacă înlocuim disponibilitățile energetice, vom obține:

$$Ex\left(Q_{HV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0} = \frac{\sum m_{p,i}\left[h_{p,i}(T_f,p_0) - h_{p,i}(T_0,p_0)\right]}{m_{cb}} - T_0\frac{\sum m_{p,i}\left[s_{p,i}(T_f,p_0) - s_{p,i}(T_0,p_0)\right]}{m_{cb}} =$$

$$\frac{\sum m_{p,i}}{m_{cb}}\left\{\left[h_{p,i}\left(T_f,p_0\right) - h_{p,i}(T_0,p_0)\right] - T_0\left[s_{p,i}\left(T_f,p_0\right) - s_{p,i}(T_0,p_0)\right]\right\} = \frac{\sum m_{p,i}}{m_{cb}}\left[h_{p,i}\left(T_f,p_0\right) - \right.$$

$$\left. h_{p,i}(T_0,p_0)\right]\left(1 - \frac{T_0}{\frac{h_{p,i}\left(T_f,p_0\right) - h_{p,i}(T_0,p_0)}{s_{p,i}\left(T_f,p_0\right) - s_{p,i}(T_0,p_0)}}\right) = \left(Q_{HV,p}\right)_{T_f^0,p_f^0}\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq}}\right)$$

În relația de mai sus, $\frac{\sum m_{p,i}}{m_{cb}}\left[\left(h_{p,i}(T_f,p_0)-h_{p,i}(T_0,p_0)\right)\right]=(Q_{HV,p})_{T_f^0,p_f^0}$, reprezintă tocmai căldura dezvoltată prin ardere raportată la masa combustibilului consumat, conform PIT pe camera de ardere adiabatică $\frac{\sum m_{p,i}}{m_{cb}}h_{p,i}(T_f,p_0)=\frac{\sum m_{r,i}}{m_{cb}}h_{r,i}(T_0,p_0)$, iar $\frac{h_{p,i}(T_f,p_0)-h_{p,i}(T_0,p_0)}{s_{p,i}(T_f,p_0)-s_{p,i}(T_0,p_0)}=T_{mq}$ reprezintă temperatura termodinamică medie a procesului izobar de răcire a gazelor de ardere de la T_f la T_0, respectiv este temperatura unui proces izotermic echivalent pe care căldura şi variația de entropie sunt identice ca în procesul izobar de răcire a gazelor de ardere.

Rezultă în final că exergia căldurii dezvoltate prin ardere este de fapt echivalentă cu lucrul mecanic tehnic reversibil dintr-un motor Carnot ideal ce evoluează între sursele termice cu temperaturile T_{mq} şi T_0, vezi figura 26.

Randamentul exergetic – criteriul de performanță caracteristic principiului doi al termodinamicii (PDT)

În primul rând, reamintim că la principiul unu al termodinamicii, PIT, s-a definit coeficientul de performanță energetică, *CPE*, ca un criteriu specific acestui principiu:

$$CPE=\frac{energie\ utila}{energie\ consumata}$$

Valoarea *CPE* arată cât de bine este valorificată energia consumată la producerea energiei utile.

Pentru exemplificare, la motoare acest CPE este numit în literatura de specialitate „first law efficiency – *FLE*" iar în română „randament termic" şi este întotdeauna subunitar, vezi şi figura 14:

$$CPE_{motoare}=FLE=\eta_t=\frac{\dot{W}_t}{\dot{Q}}<1$$

La instalațiile frigorifice acest *CPE* este numit în literatura de specialitate „coefficient of performance – *COP*" iar în română „eficiență frigorifică" şi poate fi şi supraunitar, vezi şi figura 15:

$$CPE_{\substack{instalatii\\frigorifice}} = COP = \varepsilon_f = \frac{\dot{Q}_0}{\dot{W}_t} < sau = sau > 1$$

Similar cu definirea CPE şi pentru PDT s-a definit criteriul specific de performanţã, numit in literatura de specialitate "second law efficiency – *SLE*" iar în românã "randament exergetic", întotdeauna subunitar:

$$\boxed{SLE = \eta_{ex} = \frac{exergie\ utila}{exergie\ consumata} \leq 1}$$

Valoarea pentru *SLE* $=\eta_{ex}$ caracterizeazã modul de valorificare a exergiei consumate la producerea exergiei utile. În fapt, randamentul exergetic este o mãsurã numericã a gradului de ireversibilitate, a gradului de apropiere a unui sistem sau proces real de reversibilitatea completã caracterizatã printr-un randament exergetic egal cu unitatea.

Pentru fiecare caz real, relația generalã de definiție a randamentului exergetic poate fi aplicatã prin identificarea exergiei utile şi a celei consumate. Vom concretiza relațiile randamentului exergetic pentru sistemele termodinamice primare, reale, cu o funcționare ireversibilã, vezi figurile 14 şi 15.

- ✓ Ciclu motor, vezi figura 14

$$\eta_{ex,motor} = \frac{\dot{W}_t}{\dot{E}x_Q} = \frac{\dot{W}_t}{\dot{Q}\left(1 - \frac{T_0}{T}\right)} = \frac{\eta_t}{\eta_{Carnot}(T, T_0)} \leq 1$$

Se observã cã η_{ex} este egal cu raportul dintre randamentul termic al ciclului motor real, $\eta_t = \frac{\dot{W}_t}{\dot{Q}}$, şi randamentul motorului ideal Carnot ce evolueazã între aceleaşi surse termice, $T > T_0$, $\eta_{Carnot}(T, T_0) = \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)$. Deci η_{ex} exprimã numeric cât de aproape suntem de cazul ideal.

- ✓ Ciclu frigorific, vezi figura 15

$$\eta_{ex,ciclu\,frigorific} = \frac{\dot{E}x_Q}{\dot{W}_t} = \frac{1}{\dot{W}_t} \cdot \frac{-\dot{Q}}{T_0/(T-T_0)} = \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_{Carnot}(T,T_0)} \leq 1$$

Şi pentru instalaţiile frigorifice, η_{ex} este egal cu raportul dintre eficienţa frigorificã a ciclului real, $\varepsilon_f = -\frac{\dot{Q}}{\dot{W}_t} > 0$ cu $\dot{W}_t < 0$, şi eficienţa frigorificã a ciclului ideal Carnot ce evolueazã între aceleaşi surse termice, $T < T_0$, $\varepsilon_{f,Carnot}(T,T_0) = \frac{T}{T_0 - T}$. Deci η_{ex} şi acum aratã numeric cât de aproape suntem de cazul ideal.

În literatura de specialitate, ireversibilitatea poate fi cuantificatã numeric şi în alte variante, ex. ca un raport între energia ordonatã realã (lucrul mecanic tehnic sau puterea mecanicã la ax) şi energia ordonatã reversibilã corespunzãtoare reversibilitãţii complete. Dacã impunem pentru acest raport numai valori subunitare, relaţia de definire a raportului nu mai este unicã, ex. la motoare este $\frac{\dot{W}_t}{\dot{W}_{t,rev}} < 1$ şi la instalaţii frigorifice $\frac{\dot{W}_{t,rev}}{\dot{W}_t} < 1$. Randamentul exergetic este prin comparaţie un criteriu absolut general.

Pierderi de exergie pe cauze de ireversibilitate

Reamintim cã relaţia generalã de evaluare a pierderilor de exergie pe cauze de ireversbilitate respectã teorema Gouy – Stodola:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{cauza} = \dot{W}_{pierdut}^{cauza} = -T_0 \cdot \dot{S}_{gen}^{cauza} < 0$$

În aceastã relaţie, entropia generatã prin ireversibilitate are expresia generalã:

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\partial S}{\partial t} - \left(\frac{\dot{Q}_{(+)}}{T_{(+)}} - \frac{\dot{Q}_{(-)}}{T_{(-)}} \right) - \sum_{intrare} \dot{m} \cdot s + \sum_{iesire} \dot{m} \cdot s \geq 0$$

în care $\dot{Q}_{(+)}$ este fluxul termic primit de sistemul termodinamic de la

temperatura $T_{(+)}$, iar $\dot{Q}_{(-)}$ este fluxul termic cedat de sistemul termodinamic la temperatura $T_{(-)}$, ambele fluxuri termice considerate în valori absolute.

Semnificația acestor pierderi de exergie este dată prin intermediul ecuației de bilanț exergetic:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{cauza} = \dot{W}_{pierdut}^{cauza} = -T_0 \cdot \dot{S}_{gen}^{cauza} = \dot{E}x_{\underset{(produs)}{util}} - \dot{E}x_{consumat} < 0$$

Pentru transformările simple de multe ori este preferabil să evaluăm generarea de entropie prin ireversibilitate în baza comparației proces ireversibil – proces reversibil. Astfel, pentru masa unitară, generarea de entropie prin ireversibilitate are relația echivalentă:

$$ds_{gen} = ds_{irev} - ds_{rev} = \left(\frac{dh}{T} - \frac{v}{T}dp\right)_{irev} - \left(\frac{dh}{T} - \frac{v}{T}dp\right)_{rev} = \frac{\delta q_{irev}}{T}$$

în care δq_{irev} este efectul termic al ireversibilității, reprezintă o disipare a energiei ordonate (exergie pură) în energie dezordonată (conținut exergetic mai mic).

Arderea reală ca modalitate de simulare a sursei calde

Procesele de ardere reale sunt ireversibile, au o unică direcție de desfăşurare, produc modificări remanente în mediul exterior. Oxidarea componenților combustibili transformă reactanții, aer şi combustibil, în gaze de ardere. Procesul este echivalent energetic cu transferul energiei, căldura dezvoltată prin ardere, de la procesul de oxidare către gazele de ardere care părăsesc camera de ardere cu temperatura T_f, vezi figura 27. Dacă încercăm să reutilizăm căldura obținută prin răcirea gazelor de ardere pentru a transforma produşii de ardere (gazele) în reactanți, procesul este imposibil.

Pierderile de exergie (de lucru mecanic tehnic sau prin raportare la timp, de putere mecanică la ax) aferente arderii reale ireversibile au relația generală de calcul:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{ardere} = \dot{W}_{pierdut}^{ardere} = -T_0 \cdot \dot{S}_{gen}^{ardere} < 0$$

Considerând camera de ardere adiabaticã, atunci entropia generatã prin ireversibilitate va fi, conform PDT pentru STD:

$$\dot{S}_{gen}^{ardere} = -\left[\sum_{reactanti} \dot{m}_{r,i} \cdot s_{r,i}(T,p) - \sum_{produsi} \dot{m}_{p,j} \cdot s_{p,j}(T_f,p)\right] > 0$$

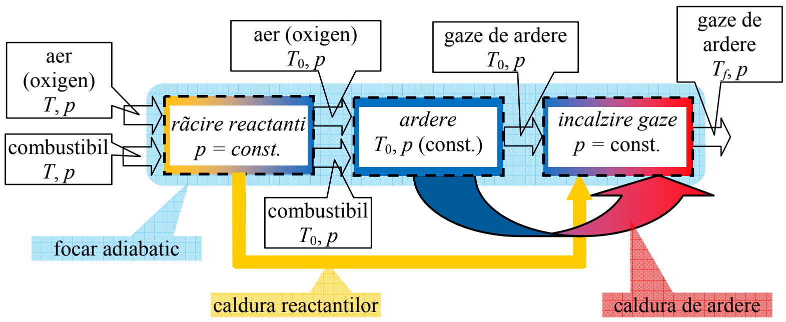


Fig. 27. Arderea izobarã realã,
schema pentru simularea transferului energiei, prin intermediul procesului de oxidare, de la reactanţi cãtre gazele de ardere

Semnificaţia pierderilor de exergie poate fi vizualizatã prin intermediul bilanţului exergetic ce include exergia arderii reversibile (lucrul mecanic disponibil maxim) şi exergia cãldurii dezvoltate prin ardere. Pierderile de exergie prin arderea ireversibilã sunt egale cu diferenţa dintre exergia cãldurii dezvoltate prin ardere, $\dot{E}x(Q_{HV,p})_{T,p}$, (exergie utilã în sisteme termice) şi exergia chimicã a arderii reversibile, $\dot{E}x_{\substack{ardere \\ reversibila}}$, (exergia consumatã):

$$\dot{\Pi}_{irev}^{ardere} = \dot{E}x(Q_{HV,p})_{T,p} - \dot{E}x_{\substack{ardere \\ reversibila}} = -[\dot{B}_p(T_0,p_0) - \dot{B}_p(T_f,p)] + [\dot{B}_p(T_0,p_0) - \dot{B}_r(T,p)] = T_0\left[\sum_{reactanti} \dot{m}_{r,i}\, s_{r,i}(T,p) - \sum_{produsi} \dot{m}_{p,j}\, s_{p,j}(T_f,p)\right] < 0$$

în care

$$\dot{E}x\left(Q_{HV,p}\right)_{T,p} = \sum_{produsi} \dot{m}_{p,j} \cdot h_{p,j}\left(T_f, p\right) - \sum_{produsi} \dot{m}_{p,j} \cdot h_{p,j}(T_0, p_0) - T_0\left[\sum_{produsi} \dot{m}_{p,j} \cdot s_{p,j}\left(T_f, p\right) - \sum_{produsi} \dot{m}_{p,j} \cdot s_{p,j}(T_0, p_0)\right]$$

$$\dot{E}x_{\substack{ardere \\ reversibila}} = \sum_{reactanti} \dot{m}_{r,i} \cdot h_{r,i}(T, p) - \sum_{produsi} \dot{m}_{p,j} \cdot h_{p,j}(T_0, p_0) - T_0\left[\sum_{reactanti} \dot{m}_{r,i} \cdot s_{r,i}(T, p) - \sum_{produsi} \dot{m}_{p,j} \cdot s_{p,j}(T_0, p_0)\right]$$

Rezultatul anterior este justificat prin PIT, vezi figura 27:

$$\left[\sum_{reactanti} \dot{m}_{r,i}\, h_{r,i}(T, p) - \sum_{produsi} \dot{m}_{p,j}\, h_{p,j}(T_0, p_0)\right] = \left[\sum_{produsi} \dot{m}_{p,j}\, h_{p,j}(T, p) - \sum_{produsi} \dot{m}_{p,j}\, h_{p,j}(T_0, p_0)\right]$$

Ca urmare obținem identitatea de justificare a semnificației pierderilor de exergie pentru o ardere izobarã realã:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{ardere} = \dot{E}x\left(Q_{HV,p}\right)_{T,p} - \dot{E}x_{\substack{ardere \\ reversibila}} = -T_0 \cdot \dot{S}_{gen}^{ardere} = \dot{W}_{pierdut}^{ardere} = T_0\left[\sum_{reactanti} \dot{m}_{r,i} \cdot s_{r,i}(T, p) - \sum_{produsi} \dot{m}_{p,j} \cdot s_{p,j}\left(T_f, p\right)\right] < 0$$

Frecarea ce apare la curgerea fluidelor vâscoase

Frecarea este deasemenea un proces tipic ireversibil. Evaluarea influenței frecãrilor pentru curgeri vâscoase prin sisteme termodinamice este complexã. Vom analiza în continuare trei cazuri posibile.

a) Curgerea prin sisteme termodinamice cu geometrii de curgere simple, ex. curgerea printr-o conductã.

b) Curgerea prin sisteme termodinamice cu geometrii de curgere complexe, ex. curgerea printr-un detentor şi curgerea printr-un compresor.

c) Curgerea vâscoasã în general.

Curgerea vâscoasã printr-o conductã, cazul (a)

Sã presupunem un tronson de curgere elementar, rigid şi adiabatic, vezi figura 28, având secțiunea transversalã constantã cu diametrul hidraulic d_h.

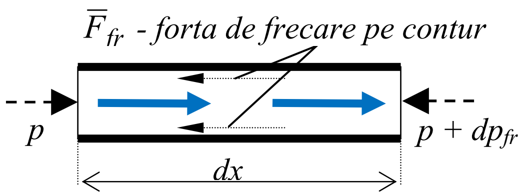


Fig. 28.
Schema curgerii adiabatice cu frecãri printr-o conductã, pe conturul fluidelor se manifestã frecarea la perete

Frecarea este un fenomen energetic de disipare a energiei ordonate în energie dezordonatã, ce consumã energie mecanicã pentru a contrabalansa forțele de frecare. PIT poate fi explicat în douã etape, în prima etapã lucrul mecanic tehnic consumat numai pentru curgerea cu frecare la perete, undeva în exterior, se regãseşte în lucrul mecanic al forțelor de frecare (fenomen pur

mecanic) respectiv $-\delta w_t^{curgere} = \delta w_t^{frecare} = \frac{\delta \dot{W}_t^{frecare}}{\dot{m}} = -v dp_{fr}$, în etapa a doua acest lucru mecanic este disipat prin vâscozitate în căldurã ce va fi preluatã de fluidul în curgere respectiv $\delta w_t^{frecare} = \delta q_{fr} = -v dp_{fr}$, în care $dp_{fr} < 0$, iar $\delta q_{fr} > 0$. Frecarea este în final echivalentã cu un proces cu aport de cãldurã din exterior de la o sursã termicã având temperatura fluidului, respectiv pe tronsonul elementar, STD rigid şi adiabatic cu frecãri interne la perete, avem $\delta q_{fr} \overset{PIT}{\triangleq} dh$.

Pierderile elementare de exergie alocate numai frecãrii vor respecta teorema Gouy – Stodola, respectiv:

$$d\dot{\Pi}_{irev}^{frecare} = -T_0 d\dot{S}_{gen}^{frecare} = -\dot{m}T_0 ds_{gen}^{frecare} = -\dot{m}T_0\left(-\frac{\delta q_{fr}}{T} + ds\right) = -\dot{m}T_0\left[-\frac{dh}{T} + \left(\frac{dh}{T} - \frac{v}{T}dp_{fr}\right)\right] = \dot{m}T_0\left(\frac{v}{T}dp_{fr}\right) < 0$$

în care $\dot{m}$ şi s sunt debitul masic şi entropia specificã ale fluidului, iar dp_{fr} poate fi estimatã prin relații teoretico – experimentale, ex. relația Darcy – Weissbach $dp_{fr} = -\frac{\lambda}{d_h}\rho\frac{\overline{v}^2}{2}dx$.

Un rezultat identic se poate obține prin compararea procesului reversibil cu cel ireversibil, vezi figura 29.

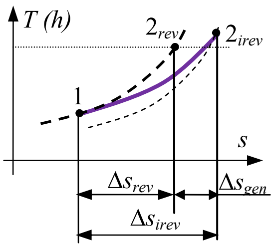


Fig. 29. Schema unui proces izobar de curgere cu frecare la perete, diagrama $T(h) - s$

$1 - 2_{rev}$ *procesul reversibil ($dp = 0$)*
$1 - 2_{irev}$ *procesul real cu frecare la perete ($dp_{fr} < 0$)*

Generarea de entropie, prin comparație, va fi:

$$s_{gen}^{frecare} = \int_1^{2irev}\left(\frac{dh}{T} - \frac{v}{T}dp_{fr}\right)_{irev} - \int_1^{2rev}\left(\frac{dh}{T} - \frac{v}{T}vdp\right)_{rev} \cong -\int_1^{2ir}\frac{v}{T}dp_{fr} > 0$$

pentru cã pe transformarea reversibilã *dp* = 0.

În final, pierderile elementare de exergie pentru curgeri vâscoase sunt:

$$d\dot{\Pi}_{irev}^{frecare} = \dot{m} \cdot vdp_{fr} \frac{T_0}{T} =< 0$$

Termenul $-\dot{m} \cdot vdp_{fr}$ reprezintã puterea mecanicã elementarã disipatã prin frecãri în energia dezordonatã a fluidului ce curge, respectiv efectul termic al frecãrilor $\delta\dot{Q}_{fr} = \dot{m} \cdot T \cdot ds_{gen}^{frecare} = -\dot{m} \cdot vdp_{fr}$ se va dezvolta în paralel cu orice relație termicã cu mediul exterior.

Semnificația acestor pierderi de exergie poate fi datã prin diferența dintre exergia utilã (exergia cãldurii rezultantã a frecãrilor ce este încorporatã în exergia fluidului în curgere) şi exergia consumatã (lucrul mecanic tehnic consumat pentru contrabalansarea vâscozitãții).

Prin raportare la timp vom avea:

$$d\dot{\Pi}_{irev}^{frecare} = \dot{m}\left[\delta q_{fr}\left(1 - \frac{T_0}{T}\right) - \delta w_t^{frecare}\right]$$
$$= \dot{m}\left[\delta w_t^{frecare}\left(1 - \frac{T_0}{T}\right) - \delta w_t^{frecare}\right] = \dot{m}vdp_{fr}\frac{T_0}{T} < 0$$

Curgerea vâscoasã prin detentoare şi prin compresoare, cazul (b)

Sã presupunem o curgere adiabaticã realã printr-un detentor, vezi figura 30, şi o curgere realã printr-un compresor adiabatic (fãrã rãcire), vezi figura 31. Dacã prin detentoare curgerea poate fi consideratã în majoritatea situațiilor adiabaticã, curgerea prin compresoare depinde de gradul de rãcire al compresorului, limitele extreme sunt compresorul izotermic şi compresorul adiabatic. Pierderile de putere mecanicã la ax provocate prin ireversibilitate sunt tradițional determinate teoretico-experimental şi evaluate printr-un raport al variațiilor de entalpie specificã realã (determinatã experimental la funcționarea ireversibila) şi idealã pentru funcționarea reversibilã (uzual calculatã pentru procesele teoretice).

În ambele cazuri se poate considera cã fluidul de lucru se comportã ca un gaz ideal.

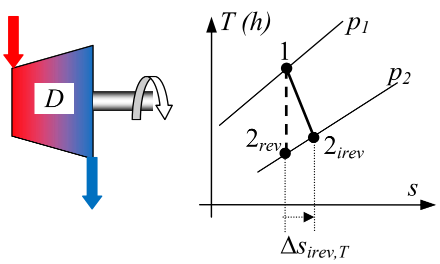


Fig. 30. Schema curgerii printr-un detentor adiabatic

$1 - 2_{rev}$ proces adiabatic reversibil
$1 - 2_{irev}$ proces adiabatic ireversibil

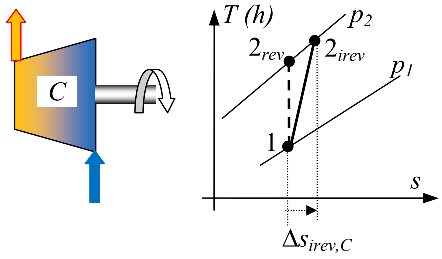


Fig. 31. Schema curgerii printr-un compresor adiabatic

$1 - 2_{rev}$ proces adiabatic reversibil
$1 - 2_{irev}$ proces adiabatic ireversibil

- ***Pierderi de exergie într-un detentor adiabatic***

Compararea dintre funcționarea ireversibilã şi cea reversibilã este evaluatã prin intermediul randamentului izentropic:

$$\eta_s = \frac{\Delta h_{irev}}{\Delta h_{rev}} = \frac{\dot{W}_{t,irev}}{\dot{W}_{t,rev}} \underbrace{\cong}_{\substack{gaz\\ideal}} \frac{\Delta T_{irev}}{\Delta T_{rev}} < 1$$

în care $\dot{W}_{t,irev}$ este puterea mecanicã la ax pentru funcționarea realã (mãsuratã) iar $\dot{W}_{t,rev}$ este puterea mecanicã la ax pentru funcționarea reversibilã (teoreticã, calculatã), Δh şi ΔT sunt variațiile de entalpie specificã şi temperaturã pe transformãrile $1 - 2_{irev(rev)}$.

Ca şi în cazul anterior, ireversibilitatea curgerii prin detentoare este în final echivalentã cu disiparea energiei ordonate. Procesul de disipare poate fi explicat prin doi paşi, primul este o destindere adiabaticã reversibilã în care se produce puterea mecanicã reversibilã, iar la al doilea pas o parte din aceastã putere mecanicã este disipatã izobar, prin frecare, în căldurã.

Dacã alegem un tronson elementar de turbinã, vezi figura 32, atunci vom putea dezvolta considerațiile următoare.

- Conform PIT, pierderea de energie ordonatã va fi, $\eta_s \cong$ const.:

$$\delta \dot{W}_{t,pierdut}^{detentor} = \delta \dot{W}_{t,irev} - \delta \dot{W}_{t,rev} = -\dot{m}(dh_{irev} - dh_{rev}) =$$

$$-\left(1 - \frac{1}{\eta_s}\right)\dot{m} dh_{irev} \underset{ideal}{\overset{gaz}{\cong}} \frac{1-\eta_s}{\eta_s}\dot{m} c_p dT_{irev} = \left(-\delta \dot{Q}_{irev}^{detentor}\right)_{p+dp=const.} < 0$$

în care energia ordonatã pierdutã prin ireversibilitate $\delta \dot{W}_{t,pierdut}^{detentor}$ se regãseşte în energia dezordonatã a fluidului în curgere $\delta \dot{Q}_{irev}^{detentor} = -\dot{m}(dh_{rev} - dh_{irev}) = -\dot{W}_{t,pierdut}^{detentor} > 0$, respectiv ireversibilitatea este echivalentã cu un aport de cãldurã din exterior $\delta \dot{Q}_{irev}^{turbinã} > 0$.

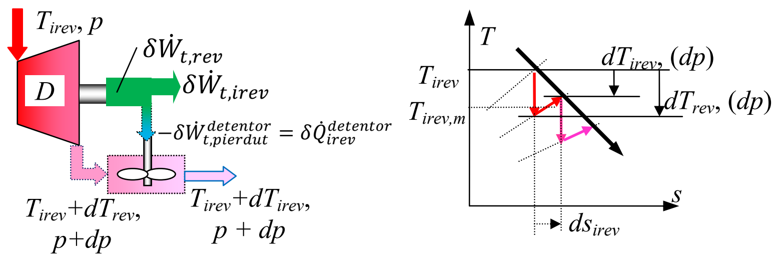


Fig. 32. Schema de echivalare a efectului termic al ireversibilității la curgerea printr-un detentor

Global, efectul termic al ireversibilității este reîncorporat în energia dezordonatã a fluidului în curgere şi este:

$$\dot{Q}_{irev}^{detentor} = \dot{W}_{t,rev} - \dot{W}_{t,irev} = \dot{m}\left(h_{2,irev} - h_{2,rev}\right) \underbrace{\cong}_{\substack{gaz\\ideal}} \dot{m}\bar{c}_p\left(T_{2,irev} - T_{2,rev}\right) =$$

$$\dot{m}\left(h_1 - h_{2,rev}\right)\left(1 - \eta_s\right) = \dot{m}\left(h_1 - h_{2,irev}\right)\left(\frac{1}{\eta_s} - 1\right) \underbrace{\cong}_{\substack{gaz\\ideal}} \left(1 - \eta_s\right)\dot{m}\bar{c}_p\left(T_1 - T_{2,rev}\right) =$$

$$\frac{1-\eta_s}{\eta_s}\dot{m}\bar{c}_p\left(T_1 - T_{2,irev}\right)$$

- Conform PDT, pe tronsonul elementar adiabatic ireversibil generarea localã de entropie va fi:

$$d\dot{S}_{gen}^{detentor} = \dot{m} ds_{irev}$$

Generarea globalã de energie prin ireversibilitate va fi:

$$\dot{S}_{gen}^{detentor} = \dot{m}\int_1^{2_{irev}} ds_{irev} \overset{s_{2,rev}=s_1}{\triangleq} \dot{m}\int_{2_{rev}}^{2_{irev}} ds_{irev} = \dot{m}\left(s_{2,irev} - s_{2,rev}\right)$$

Pierderile de exergie la curgerea ireversibilã prin detentoare adiabatice vor avea în final relația primarã de evaluare:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{detentor} = -T_0 \cdot \dot{S}_{gen}^{detentor} = -\dot{m}T_0\left(s_{2,irev} - s_{2,rev}\right) = -\dot{m}\left(h_{2,irev} - h_{2,rev}\right)\frac{T_0}{T_{mq}^{2,rev-2,irev}} \overset{\substack{gaz\\ideal}}{\triangleq} -\dot{m}\bar{c}_p\left(T_{2,irev} - T_{2,rev}\right)\frac{T_0}{T_{mq}^{2,rev-2,irev}} = -\dot{m}\bar{c}_p T_0 ln\left(\frac{T_{2,irev}}{T_{2,rev}}\right)_{p_{2,rev}=p_{2,irev}=p_2} < 0$$

în care raportul $\frac{T_{2,irev}}{T_{2,rev}} \overset{\substack{gaz\\ideal}}{\triangleq} \frac{1-\eta_s\left(1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} = \frac{\left(1-\eta_s\left(1-\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)\right)}{\beta^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}$, iar γ este exponentul adiabatic al transformãrii reversibile $1 - 2_{rev}$

Aceste pierderi sunt de fapt diferența dintre exergia cãldurii echivalente ireversibilitãtii de pe procesul izobar $2_{rev} - 2_{irev}$ (exergie regãsitã în agentul de lucru) și puterea mecanicã la ax consumatã pentru ireversibilitate (exergia inițialã reintrodusã în agentul de lucru):

$$\dot{\Pi}_{irev}^{detentor} = \dot{m}\left(h_{2,irev} - h_{2,rev}\right)\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq}^{2,rev-2,irev}}\right) - \left(\dot{W}_{t,rev} - \dot{W}_{t,irev}\right) =$$

$$\dot{m}\left(h_{2,irev}-h_{2,rev}\right)\left(1-\frac{T_0}{T_{mq}^{2,rev-2,irev}}\right)-\dot{m}\left(h_{2,irev}-h_{2,rev}\right)=$$
$$-\dot{m}\left(h_{2,irev}-h_{2,rev}\right)\frac{T_0}{T_{mq}^{2,rev-2,irev}}<0$$

Un rezultat identic se poate obține şi prin ecuația de bilanț exergetic:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{detentor}=\underset{(util)}{\dot{E}x_{produs}}-\underset{(consumat)}{\dot{E}x_{introdus}}=\{\dot{m}[(h_{2,irev}-h_0)-T_0(s_{2,irev}-s_0)]+$$
$$\dot{W}_{t,irev}\}-\dot{m}[(h_1-h_0)-T_0(s_1-s_0)]=\{\dot{m}[(h_{2,irev}-h_0)-T_0(s_{2,irev}-s_0)]+$$
$$\dot{m}(h_1-h_{2,irev})\}-\dot{m}[(h_1-h_0)-T_0(s_1-s_0)]\overset{s_1=s_{2,rev}}{\triangleq}-\dot{m}T_0(s_{2,irev}-s_{2,rev})=$$
$$-\dot{m}\left(h_{2,irev}-h_{2,rev}\right)\frac{T_0}{T_{mq}^{2,rev-2,irev}}$$

în care exergia utilã include exergia fizicã a fluidului pe evacuare şi puterea mecanicã mecanicã ireversibilã, iar exergia consumatã include exergia fizicã pe admisie.

În figurile 33 şi 34 sunt redate dependențele $\frac{\dot{\Pi}_{irev}^{detentor}}{\dot{m}}=f(\beta)$ cu η_s parametru şi $\frac{\dot{\Pi}_{irev}^{detentor}}{\dot{m}}=f(\eta_s)$ cu β parametru, agent de lucru aerul.

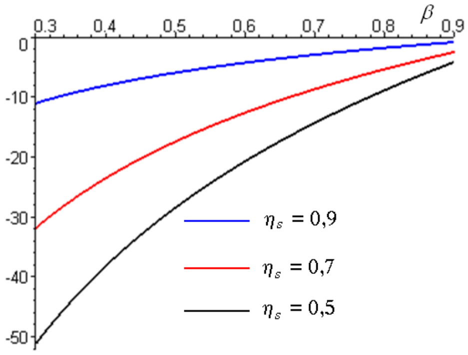


Fig. 33. – aer, T_0 = 273,15 K
$\frac{\dot{\Pi}_{irev}^{detentor}}{\dot{m}}=f(\beta)$ [KJ/K]

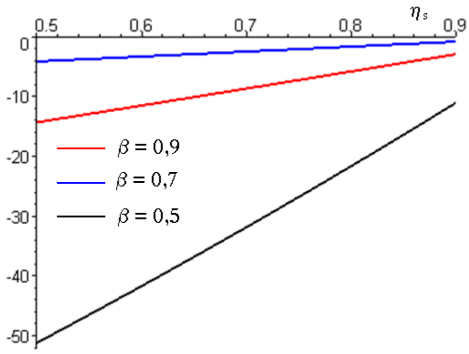


Fig. 34. – aer, T_0 = 273,15 K
$\frac{\dot{\Pi}_{irev}^{detentor}}{\dot{m}}=f(\eta_s)$ [KJ/K]

- ***Pierderi de exergie într-un compresor***

Compresoarele pot fi prevăzute şi cu sisteme de răcire. Vom considera o asemenea situație, cu o comprimare politropică ireversibilă $1 - 2_{irev}$ pentru care compararea dintre funcționarea ireversibilă şi cea reversibilă va fi evaluată în general prin intermediul randamentului interior relativ:

$$\eta_i = \frac{\Delta h_{rev}}{\Delta h_{irev}} \overset{\substack{gaz \\ ideal}}{\cong} \frac{\Delta T_{rev}}{\Delta T_{irev}} = \frac{T_{2_{rev}} - T_1}{T_{2_{irev}} - T_1} = \left(\frac{d(T_{rev} - T_1)}{d(T_{irev} - T_1)}\right)_{\substack{tronson\ elementar \\ de\ compresor}} < 1$$

în care Δh_{rev} este variația entalpiei specifice în comprimarea politropică reversibilă, iar Δh_{irev} este variația entalpiei specifice în comprimarea politropică ireversibilă.

S-a adoptat această definiție a randamentului interior relativ pentru a obține la limită, în cazul compresoarelor adiabatice, clasicul randament izentropic:

$$(\eta_i)_{\substack{compresor \\ adiabatic}} = \eta_s = \left(\frac{\Delta h_{rev}}{\Delta h_{irev}}\right)_{\substack{compresor \\ adiabatic}} = \left(\frac{\dot{W}_{t,rev}}{\dot{W}_{t,irev}}\right)_{\substack{compresor \\ adiabatic}} \overset{\substack{gaz \\ ideal}}{\cong} \left(\frac{\Delta T_{rev}}{\Delta T_{irev}}\right)_{\substack{compresor \\ adiabatic}} < 1$$

Ireversibilitatea curgerii prin compresoare este deasemenea echivalentă cu disiparea energiei ordonate consumate. Se poate considera căldura rezultantă prin frecări că este încorporată în final în agentul de lucru.

Procesul de disipare poate fi explicat tot prin doi paşi, primul este o comprimare politropică reversibilă în care se consumă puterea mecanică reversibilă, iar la al doilea pas diferența dintre puterea mecanică reală – ireversibilă şi cea reversibilă este disipată izobar, prin frecare, în căldură care va fi preluată de agentul de lucru.

Dacă alegem un tronson elementar de compresor, vezi figura 35, atunci vom putea dezvolta logica de determinare a pierderilor de exergie prin ireversibiltate într-o manieră asemănătoare cu cea folosită la detentoare.

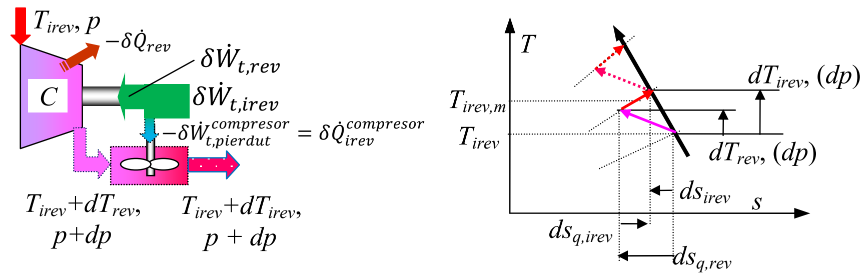


Fig. 35. Schema de echivalare a efectului termic al ireversibilităţii la curgerea printr-un compresor

- Conform PIT, pierderea de energie ordonatã va fi, $\eta_i \cong$ const.:

$$\delta \dot{W}_{t,pierdut}^{compresor} = \delta \dot{W}_{t,irev} - \delta \dot{W}_{t,rev} = \left(-\delta \dot{Q}_{irev}^{compresor}\right)_{p+dp=const.} = -\dot{m}(dh_{irev} - dh_{rev}) \underbrace{\cong}_{\substack{gaz\\ideal}} -\dot{m}c_p[d(T_{irev} - T_1) - d(T_{rev} - T_1)] = -\dot{m}c_p(1 - \eta_i)d(T_{irev} - T_1) = -\dot{m}c_p\frac{1-\eta_i}{\eta_i}d(T_{rev} - T_1) = -\dot{m}c_p(1-\eta_i)dT_{irev} = -\dot{m}c_p\frac{1-\eta_i}{\eta_i}dT_{rev} < 0$$

în care energia ordonatã pierdutã prin ireversibilitate $\delta \dot{W}_{t,pierdut}^{compresor}$ se regãseşte în energia dezordonatã a fluidului în curgere $\delta \dot{Q}_{irev}^{compresor} = -\dot{W}_{t,pierdut}^{compresor} > 0$, respectiv ireversibilitatea este echivalentã cu un aport de cãldurã din exterior $\delta \dot{Q}_{irev}^{turbinã} > 0$. Global, efectul termic al ireversibilităţii este reîncorporat în energia dezordonatã a fluidului în curgere şi este:

$$\dot{Q}_{irev}^{compresor} = -\left(\dot{W}_{t,irev} - \dot{W}_{t,rev}\right) = -\left(\frac{\dot{W}_{t,rev}^{T}}{\eta_T} - \dot{W}_{t,rev}\right) = -\left(\frac{-\dot{m}RT_a ln\frac{p_2}{p_1}}{\eta_T} - \dot{W}_{t,rev}\right) = \dot{m}\left(h_{2_{irev}} - h_{2_{rev}}\right) \underbrace{\cong}_{\substack{gaz\\ideal}} \dot{m}\bar{c}_p\left(T_{2_{irev}} - T_1\right)(1-\eta_i) = \dot{m}\bar{c}_p\left(T_{2_{rev}} - T_1\right)\frac{1-\eta_i}{\eta_i}$$

în care:

- η_T este randamentul izotermic al compresorului,
- $\dot{W}_{t,rev}^{T} \cong -\dot{m}RT_a ln\frac{p_2}{p_1} = -\dot{m}RT_a \ln\pi$ este puterea mecanică reversibilă consumată la comprimarea izotermică a agentului de lucru,
- T_a este temperatura pe aspirația compresorului iar $\pi = \frac{p_2}{p_1}$ este raportul de comprimare.

Înainte de a determina generarea de entropie prin ireversibilitate, este necesar să corelăm şi variațiile de entropie de pe politropicele reversibilă şi ireversibilă, vezi figura 36. În această figură sunt comparate, în diagrama T – s, politropica ireversibilă 1 – ir cu politropica reversibilă 1 – r. Ca urmare vom putea echivala variațiile elementare de entropie pentru cele două politropice, astfel:

$$ds_{irev} = ds_{rev} + [d(s_{irev} - s_{rev})]_{p=const.}$$
$$= ds_{q,rev} + [d(s_{irev} - s_{rev})]_{p=const.}$$
$$= -\frac{\delta\dot{Q}_{rev}}{\dot{m}T_{irev}} + [d(s_{irev} - s_{rev})]_{p=const.}$$

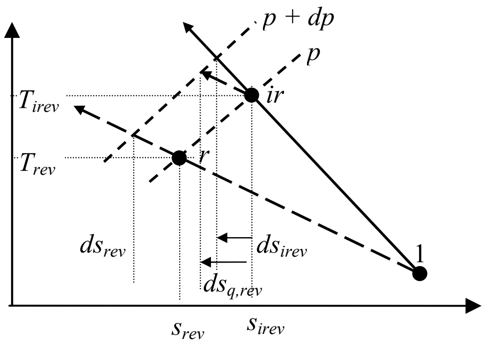


Fig. 36. Schema de echivalare a variațiilor de entropie la curgerea printr-un compresor politropic real

Echivalarea este corectă pentru că cele două politropice elementare reversibile au d_{srev} şi $ds_{q,rev}$ identice pentru că, sunt caracterizate prin aceeaşi

variație relativã de presiune *dp/p*, au amândouã acelaşi exponent politropic şi ca urmare sunt caracterizate prin variație relativã de temperaturã $dT_{rev}/T_{rev} = dT_{irev}/T_{irev}$.

- Conform PDT generarea globalã de entropie pe o comprimare politropicã ireversibilã $1 - 2_{irev}$, va fi:

$$\dot{S}_{gen}^{compresor} = \int_1^{2irev} \frac{|\delta\dot{Q}_{rev}|}{T_{irev}} + \dot{m}\int_1^{2irev} ds_{irev} = \dot{m}\int_1^{2irev} d(s_{irev} - s_{rev}) + \int_1^{2irev}\left(\frac{|\delta\dot{Q}_{rev}|}{T_{irev}} + ds_{q,rev}\right) = \dot{m}\int_1^{(2irev,2rev)} d(s_{irev} - s_{rev}) = \dot{m}\left(s_{2,irev} - s_{2,rev}\right)$$

pentru cã pe politropica elementarã reversibilã $\frac{|\delta\dot{Q}_{rev}|}{T_{irev}} + \dot{m}ds_{q,rev} = 0$.

Pierderile de exergie prin ireversibilitate se pot evalua în final prin relația Gouy – Stodola:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{compresor} = -T_0 \cdot \dot{S}_{gen}^{compresor} = -\dot{m}T_0\left(s_{2,irev} - s_{2,rev}\right)$$

Un rezultat identic se obține şi prin ecuația de bilanț exergetic, respectiv prin diferența dintre fluxurile de exergie utilã şi cea consumatã:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{compresor} = \dot{E}x_{\substack{produs\\util}} - \dot{E}x_{\substack{introdus\\consumat}} = \dot{m}\left[\left(h_{2,irev} - h_0\right) - T_0\left(s_{2,irev} - s_0\right)\right] + \dot{Q}_{rev}\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq}^{1-2rev}}\right) - \dot{m}[(h_1 - h_0) - T_0(s_1 - s_0)] + \dot{W}_{t,irev} = \dot{m}\left[\left(h_{2,irev} - h_0\right) - T_0\left(s_{2,irev} - s_0\right)\right] + \dot{Q}_{rev}\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq}^{1-2rev}}\right) - \dot{m}[(h_1 - h_0) - T_0(s_1 - s_0)] + \left[-\dot{Q}_{rev} - \dot{m}\left(h_{2,irev} - h_1\right)\right] = -\dot{m}T_0\left(s_{2,irev} - s_1\right) - \dot{Q}_{rev}\frac{T_0}{T_{mq}^{1-2rev}} = -\dot{m}T_0\left(s_{2,irev} - s_{2,rev}\right) - \dot{m}T_0\left(s_{2,rev} - s_1\right) - \dot{Q}_{rev}\frac{T_0}{T_{mq}^{1-2rev}} = -\dot{m}T_0\left(s_{2,irev} - s_{2,rev}\right) = -\dot{m}\left(h_{2,irev} - h_{2,rev}\right)\frac{T_0}{T_{mq}^{2rev-2irev}} = -\dot{m}T_0\left(s_{2,irev} - s_{2,rev}\right)$$

în care:

✓ conform PIT $\dot{W}_{t,irev} = -\dot{Q}_{rev} - \dot{m}\left(h_{2,irev} - h_1\right)$ pentru cã fluxul termic cedat

în comprimarea politropică 1 – 2_{irev} este egal cu fluxul termic reversibil de pe politropica 1 – 2_{rev}, vezi figura 35 ce redã schema de echivalare a efectului termic al ireversibilităţii la curgerea realã printr-un compresor,

- ✓ pe politropica reversibilã $-\dot{m}T_0(s_{2,rev} - s_1) - \dot{Q}_{rev}\frac{T_0}{T_{mq}^{1-2rev}} = 0$,
- ✓ iar exergia utilã include exergia fizicã a fluidului pe refulare şi exergia cãldurii cedate sistemului de rãcire (exergia fluxului termic reversibil de pe politropica reversibila 1 – 2_{rev}, re-vezi şi figurile 35 şi 36), iar exergia consumatã include puterea mecanicã mecanicã ireversibilã şi exergia fizicã pe aspiraţie.

Aceste pierderi sunt de fapt diferenţa dintre exergia cãldurii echivalente ireversibilitãtii pe procesul izobar 2_{rev} – 2_{irev} (exergie regãsitã în agentul de lucru) şi puterea mecanicã la ax consumatã pentru ireversibilitate (exergia iniţialã reintrodusã în agentul de lucru):

$$\dot{\Pi}_{irev}^{compresor} = \dot{m}(h_{2,irev} - h_{2,rev})\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq}^{2,rev-2,irev}}\right) - (\dot{W}_{t,rev} - \dot{W}_{t,irev}) = \dot{m}(h_{2,irev} - h_{2,rev})\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq}^{2,rev-2,irev}}\right) - \dot{m}(h_{2_{irev}} - h_{2_{rev}}) = -\dot{m}(h_{2,irev} - h_{2,rev})\frac{T_0}{T_{mq}^{2,rev-2,irev}} = -\dot{m}T_0(s_{2,irev} - s_{2,rev}) \underbrace{=}_{\substack{gaz\\ ideal}} -\dot{m}\bar{c}_pT_0 ln\left(\frac{T_{2,irev}}{T_{2,rev}}\right)_{p_{2,rev}=p_{2,irev}=p_2} < 0$$

în care pentru gaze perfecte $\frac{T_{2,irev}}{T_{2,rev}} = \frac{1+\frac{1}{\eta_i}\left(\pi^{\frac{n-1}{n}}-1\right)}{\pi^{\frac{n-1}{n}}}$ iar, *n* este exponentul politropic de pe transformarea 1 – 2_{rev}.

În figurile 37 şi 38 sunt redate grafic dependenţele dintre pierderile de exergie specifice şi raportul de comprimare şi randamentul interior relativ, pentru aer şi un exponent politropic n = 1,2 pentru politropica reversibilã.

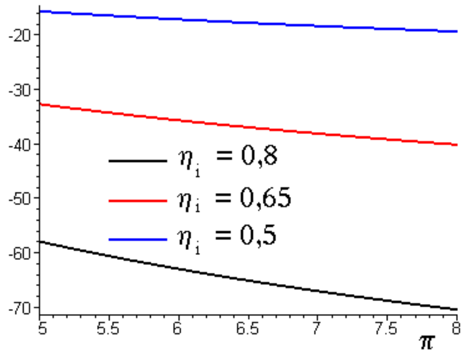


Fig. 37. aer, T_0 = 273,15 K, n = 1,2

$\frac{\dot{\Pi}_{irev}^{compresor}}{\dot{m}} = f(\pi)$ [KJ/K]

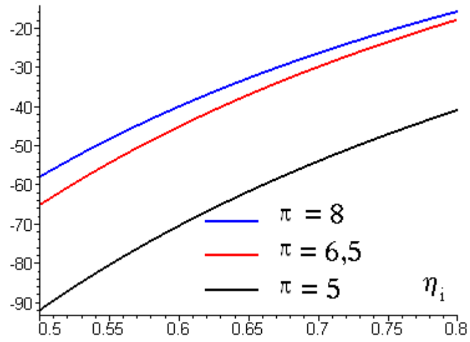


Fig. 38. aer, T_0 = 273,15 K, n = 1,2

$\frac{\dot{\Pi}_{irev}^{compresor}}{\dot{m}} = f(\eta_i)$ [KJ/K]

Curgerea vâscoasă în general, cazul (c)

Ecuația entropiei generate prin ireversibilitate la curgerea fluidelor vâscoase poate fi determinată prin corelarea principiilor metodei fenomenologice pe același volum de control elementar considerat STD, vezi figurile 8, 9, 10 şi 39.

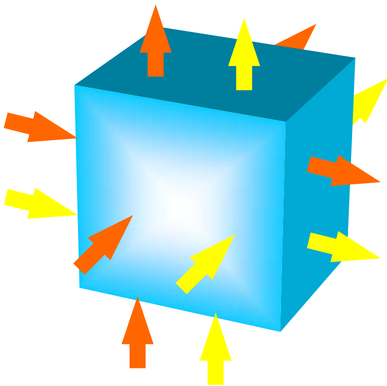


Fig. 39. Schema interacțiunilor entropice pe un volum elementar de control

Generarea entropiei prin ireversibilitate este egală cu suma algebrică a variației locale de entropie, a variației de entropie ce ține cont de propagarea

realã a energiei prin curgere (advecție) şi a variației de entropie ce ține cont de propagarea realã a energiei prin conducție:

$$\dot{S}'''_{gen} dV = \rho \frac{\partial s}{\partial t} dV + d\dot{S}_{curgere} + d\dot{S}_{conductie}$$

Termenii din ecuația de bilanț entropic sunt identificați în continuare pe fiecare tip de interacțiune, curgere şi conducție.

- *Variația de entropie aferentã curgerii*

$$d\dot{S}_{curgere} = \left(\frac{\partial(\rho \overline{V}_x s)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \overline{V}_y s)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \overline{V}_z s)}{\partial z} \right) dV$$

- *Variația de entropie aferentã conducției termice*

$$d\dot{S}_{conductie} = -\left[\frac{\partial\left(-\frac{k}{T}\frac{\partial T}{\partial x}\right)}{\partial x} + \frac{\partial\left(-\frac{k}{T}\frac{\partial T}{\partial y}\right)}{\partial y} + \frac{\partial\left(-\frac{k}{T}\frac{\partial T}{\partial z}\right)}{\partial z} \right] dV$$

După înlocuirea termenilor din membrul doi, ştiind cã

$$\rho \frac{\partial s}{\partial T} = \frac{\rho}{T}\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{p}{\rho T}\frac{\partial \rho}{\partial T}$$

vom obține[♠]:

$$\dot{S}'''_{gen} = \frac{k}{T^2}\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)^2 \right] + \frac{q'''}{T} + \frac{\mu}{T}\Phi$$

în care

[♠] Bejan, A. 1988. *Advanced Engineering Thermodynamics.* Wiley, New York, pp. 609

$$\mu\Phi = \mu\left\{\begin{aligned}&\left(\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial y}+\frac{\partial\overline{V}_y}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial z}+\frac{\partial\overline{V}_z}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\overline{V}_y}{\partial z}+\frac{\partial\overline{V}_z}{\partial y}\right)^2+\\&+2\left[\left(\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\overline{V}_y}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial\overline{V}_z}{\partial z}\right)^2\right]-\frac{2}{3}\left(\frac{\partial\overline{V}_x}{\partial x}+\frac{\partial\overline{V}_y}{\partial y}+\frac{\partial\overline{V}_z}{\partial z}\right)^2\end{aligned}\right\}$$

Reamintim notațiile folosite în ecuațiile de generare a entropiei prin ireversibilitate la curgerea fluidelor vâscoase:

- u [J/kg], energia internã specificã,
- k [W/m K], conductivitatea termicã,
- p [N/m^2],– presiunea,
- q''' [W/m^3], densitatea volumicã de flux termic a surselor interne,
- s [J/kg K], entropia specificã,
- $\dot{S}$ [W/K], flux de entropie,
- V [m^3], volumul,
- T [K], temperatura absolutã,
- t [s], timpul,
- $\overline{V}$ [m/s], viteza,
- x, y, z, variabile geometrice,
- μ [Ns/m^2], vâscozitatea dinamicã,
- ρ [kg/m^3], densitatea,

Generarea de entropie prin laminare

Laminarea este un proces de reducere a presiunii fluidelor ce curg prin strangularea secțiunii de curgere, vezi figura 40. Procesele din dispozitivele de reglare a debitelor pot fi asimilate cu un proces de laminare.

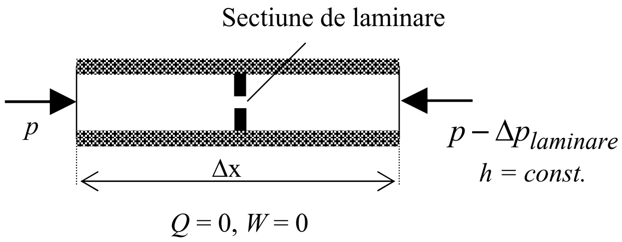


Fig. 40.
Schema de realizare a unui proces de laminare

Procesul teoretic de laminare are loc la entalpie constantã, conform PIT $h_{intrare} = h_{iesire}$ = const. pentru cã între cele douã secțiuni de curgere nu

avem nici o relație energeticã cu exteriorul, Q = 0, W = 0. El poate fi echivalat energetic printr-o succesiune de douã transformãri, vezi figura 41, prima este o destindere adiabaticã reversibilã (1 – a) în care entalpia este convertitã în energie cineticã, iar a doua este o tranformare izobarã (a – 2) cu frânare ireversibilã pe care energia cineticã este reconvertitã în entalpie.

Laminarea este un proces în totalitate ireversibil, are un singur sens, curgerea are loc natural de la p la p la $p - \Delta p$. Curgerea inversã necesitã un consum de energie din exterior şi produce astfel modificãri remanente în mediul ambiant.

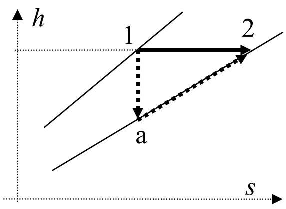


Fig. 41.
Schema de echvalență energeticã a unui proces de laminare teoretic,
$h_2 = h_1$

Generarea de entropie prin ireversibilitate, raportatã la masa unitarã, va fi:

$$s_{gen}^{laminare} = \int_p^{p-\Delta p} ds = \Delta s_{laminare} = \int_p^{p-\Delta p} \left(\frac{dh}{T} - \frac{v}{T} vdp\right)_{laminare} = -\int_p^{p-\Delta p} \frac{v}{T} dp > 0$$

Pierderile de exergie sunt:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{laminare} = -\dot{m}s_{gen}^{laminare} = -\dot{m}\Delta s = -\dot{m}T_0 \int_p^{p-\Delta p} \frac{v}{T} dp =< 0$$

Aceste pierderi sunt în totalitate egale în principal cu reducerea componentei mecanice a exergiei fluidului în curgere:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{laminare} = \dot{m}\{[(h-h_0) - T_0(s+\Delta s-s_0)] - [(h-h_0) - T_0(s-s_0)]\}$$
$$= -\dot{m}T_0\Delta s \overset{\substack{gaz\\ ideal}}{\cong} -\dot{m}RT_0 ln\left(\frac{p}{p-\Delta p}\right) = -\dot{m}\Delta ex_p$$

Laminarea distruge astfel exergia curgerilor prin diminuarea componentei mecanice a exergiei fizice aferente curgerilor.

În figura 42 este inclusã dependența $\frac{\dot{\Pi}_{irev}^{compresor}}{\dot{m}} = f\left(\frac{\Delta p}{p}\right)$ [KJ/K], pentru aer şi To = 273,15 K

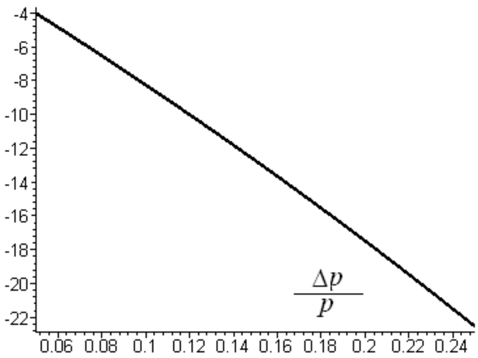


Fig. 42.
$\frac{\dot{\Pi}_{irev}^{laminare}}{\dot{m}} = f\left(\frac{\Delta p}{p}\right)$ [KJ/K]
aer, T_0 = 273,15K

Pierderi de exergie în transferul real al cãldurii,
la diferențe finite de temperaturã

Dupã cum se ştie, cãldura are natural un sens unic, de la temperatura mare spre temperatura mai micã. Acest sens unic, postulat de cãtre PDT, este cauza ireversibilitãții cãldurii. Vom analiza în continuare procesul de transfer termic pentru douã STI cuplate termic, un schimbãtor de cãldurã ca STD şi procesele de curgere vâscoasã cu rãcire sau încãlzire.

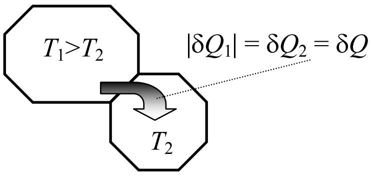
Cazul sistemelor termodinamice închise, STI

În figura 43 este schițatã relația termicã pentru douã STI cu temperaturile $T_1 > T_2$ şi T_2 cuplate doar termic. Ansamblul celor douã corpuri se considerã izolat. Procesul de schimb de cãldurã este nestaționar.

PIT postuleazã cã $|\delta Q_1| = \delta Q_2 = \delta Q$, respectiv $\left|\int \delta Q_1\right| = |Q_1| = \int \delta Q_2 = Q_2 = Q$ în care $Q_1 < 0$ (cedatã de corpul 1, cald), iar $Q_2 > 0$ (primitã de corpul 2, rece).

Fig. 43.

Schema interacțiunii termice între douã STI



Generarea de entropie la un anumit moment va fi:

$$dS_{gen}^{\Delta T\neq 0} = -\frac{\delta Q}{T_1} + \frac{\delta Q}{T_2} = \delta Q \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2} = \frac{\delta Q_1}{T_1} + \frac{\delta Q_2}{T_2} = dS_1 + dS_2 > 0$$

Generarea de entropie globalã, pânã la atingerea echilibrului termic impus prin $T_1^{final} = T_2^{final} = T_{final}$, se obține prin relația:

$$S_{gen}^{\Delta T\neq 0} = -\int_{T_1^{initial}}^{T_1^{final}} \frac{\delta Q}{T_1} + \int_{T_2^{initial}}^{T_2^{final}} \frac{\delta Q}{T_2} = \int_{T_1^{initial}}^{T_{final}} \frac{\delta Q_1}{T_1} + \int_{T_2^{initial}}^{T_{final}} \frac{\delta Q_2}{T_2} = \Delta S_1 + \Delta S_2 > 0$$

Considerând procesele de rãcire şi încãlzire ca politropice generale, caracterizate prin cãldurile specifice politropice medii $\bar{c}_1$ şi $\bar{c}_2$, relațiile termice vor fi:

$$Q_1 = m_1 \int_{T_1^{initial}}^{T_{final}} c_1 dT_1 = m_1 \bar{c}_1 \left(T_1^{initial} - T_{final}\right) = T_{mq,1} \Delta S_1 < 0,$$

$$Q_2 = m_2 \int_{T_2^{initial}}^{T_{final}} c_2 dT_2 = m_2 \bar{c}_2 \left(T_{final} - T_2^{initial}\right) = T_{mq,2} \Delta S_2 > 0,$$

Variațiile entropiilor celor două corpuri în contact termic sunt:

$$\Delta S_1 = m_1 \int_{T_1^{initial}}^{T_{final}} c_1 \frac{dT_1}{T_1} = m_1 \bar{c}_1 ln \frac{T_{final}}{T_1^{initial}} = \frac{Q_1}{T_{mq,1}} < 0,$$

$$\Delta S_2 = m_2 \int_{T_2^{initial}}^{T_{final}} c_2 \frac{dT_2}{T_2} = m_2 \bar{c}_2 ln \frac{T_{final}}{T_2^{initial}} = \frac{Q_2}{T_{mq,2}} > 0$$

În ecuațiile de mai sus $m_1, m_2, \bar{c}_1, \bar{c}_2$ sunt masele şi cãldurile specifice politropice medii ale celor douã STI, iar $T_{mq} = \frac{Q}{\Delta S} = \frac{(T_{final} - T^{initial})}{ln\frac{T_{final}}{T^{initial}}}$ este temperatura termodinamicã medie.

Prin înlocuirea variațiilor de entropie $\Delta S_1 + \Delta S_2$ în ecuația entropiei generate, vom avea în final pierderile de exergie şi pentru această cauzã de ireversibilitate ($\Delta T \neq 0$), relația Gouy – Stodola:

$$\Pi_{irev}^{\Delta T \neq 0} = -T_0[\Delta S_1 + \Delta S_2] = -T_0\left(\frac{Q_1}{T_{mq,1}} + \frac{Q_2}{T_{mq,2}}\right) = -Q\,\frac{T_0(T_{mq,1} - T_{mq,2})}{T_{mq,1} \cdot T_{mq,2}} < 0$$

Semnificația acestor pierderi de exergie poate fi de asemenea evidențiatã prin diferența dintre exergia utilã (exergia cãldurii primite de corpul 2) şi cea consumatã (exergia cãldurii cedate de corpul 1):

$$\Pi_{irev}^{\Delta T \neq 0} = Q_2\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq,2}}\right) - |Q_1|\left(1 - \frac{T_0}{T_{mq,1}}\right) = -Q\,\frac{T_0(T_{mq,1} - T_{mq,2})}{T_{mq,1} \cdot T_{mq,2}}$$

În figura 44 este prezentatã funcția adimensionalã

$$\frac{\Pi_{irev}^{\Delta T \neq 0}}{Q} = f(T_{mq,1} - T_{mq,2})$$ pentru aer şi T_0 = 273,15 K.

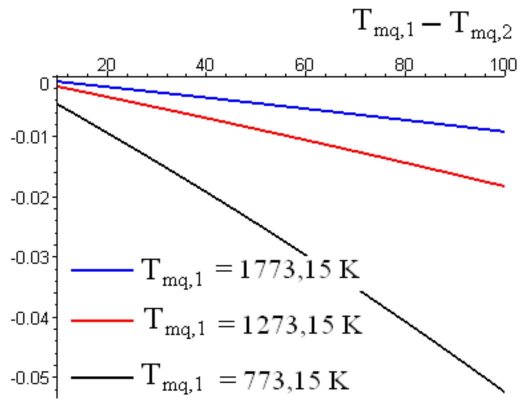


Fig. 44.

$$\frac{\Pi_{irev}^{\Delta T \neq 0}}{Q} = f\left(T_{mq,1} - T_{mq,2}\right)$$

Cazul sistemelor termodinamice deschise, STD, schimbãtoare de cãldurã

În figura 45 este schițatã relația termicã dintr-un schimbãtor de cãdurã, STD. Agentul termic primar (cald) cedeazã continuu cãldurã agentului termic secundar (rece). Procesul de schimb de cãldurã poate fi de data aceasta considerat staționar.

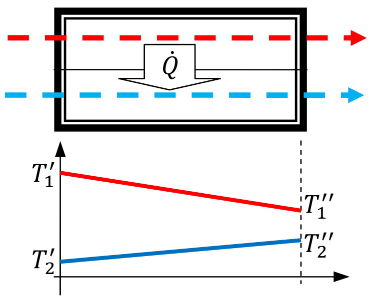


Fig. 45.

Schema unui schimbãtor de cãldurã

(procese izobare de rãcire şi încãlzire fãrã transformãri de fazã)

Condițiile restrictive necesare evaluãrii pierderilor de exergie cauzate numai de diferența finitã de temperaturã în relația termicã agent primar – agent secundar sunt:

– schimbãtorul de cãldurã este un STD adiabatic pe ansamblu şi rigid,

- curgerile celor doi agenți termici sunt reversibile, respectiv au loc la presiune constantã,
- procesele pe cele douã circuite de curgere au loc fãrã transformãri de fazã.

Generarea de entropie în unitatea de timp va fi datã de relația Gouy – Stodola:

$$\dot{S}_{gen}^{\Delta T \neq 0} = -\dot{m}_1 s_1^{'} - \dot{m}_2 s_2^{'} + \dot{m}_1 s_1^{''} + \dot{m}_2 s_2^{''} =$$
$$= \left(\dot{m}_1 s_1^{''} - \dot{m}_1 s_1^{'}\right) + \left(\dot{m}_2 s_2^{''} - \dot{m}_2 s_2^{'}\right) = \Delta\dot{S}_1 + \Delta\dot{S}_2 > 0$$

Variațiile entropiilor celor doi agenți termici, intrare – ieşire, sunt:

$$\Delta\dot{S}_1 = \dot{m}_1 \int_{T_1'}^{T_1''} c_{p1} \frac{dT_1}{T_1} = \dot{m}_1 \bar{c}_{p1} ln \frac{T_1''}{T_1'} < 0,$$

$$\Delta\dot{S}_2 = \dot{m}_2 \int_{T_2'}^{T_2''} c_{p2} \frac{dT_2}{T_2} = \dot{m}_2 \bar{c}_{p2} ln \frac{T_2''}{T_2'} > 0$$

În ecuațiile de mai sus $\dot{m}_1, \dot{m}_2, \bar{c}_{p1}, \bar{c}_{p2}$ sunt debitele masice şi cãldurile specifice izobare medii ale celor doi agenți termici.

Rezultã preliminar cã entropia generatã în unitatea de timp prin relația termicã realã realizatã la $\Delta T \neq 0$ este:

$$\dot{S}_{gen}^{\Delta T \neq 0} = \Delta\dot{S}_1 + \Delta\dot{S}_2 = \dot{m}_1 \bar{c}_{p1} ln \frac{T_1''}{T_1'} + \dot{m}_2 \bar{c}_{p2} ln \frac{T_2''}{T_2'}$$

Pentru procesele de rãcire şi încãlzire, ca procese izobare, variațiile de entropie pot fi evaluate şi prin intermediul fluxurilor termice şi a temperaturilor termodinamice medii:

$$\dot{Q}_1 = \dot{m}_1 \int_{T_1'}^{T_1''} c_{p1} dT_1 = \dot{m}_1 \bar{c}_{p1} (T_1'' - T_1') = T_{mq,1} \Delta\dot{S}_1 < 0,$$

$$\dot{Q}_2 = \dot{m}_2 \int_{T_2'}^{T_2''} c_{p2} dT_2 = \dot{m}_2 \bar{c}_{p2} (T_2'' - T_2') = T_{mq,2} \Delta\dot{S}_2 > 0,$$

unde $T_{mq} = \frac{\dot{Q}}{\Delta\dot{S}} = \frac{(T'' - T')}{ln\frac{T''}{T'}}$ este relația de evaluare a temperaturii

termodinamice medii a agenților termici.

PIT postulează conservarea energiei în această relație termică respectiv $|\dot{Q}_1| = \dot{Q}_2 = \dot{Q}$, în care $\dot{Q}_1 < 0$ este fluxul termic cedat de agentul termic primar, iar $\dot{Q}_2 > 0$ este fluxul termic primit de agentul termic secundar.

Prin reînlocuirea variațiilor de entropie $\Delta\dot{S}_1 + \Delta\dot{S}_2$ (funcție de $\dot{Q}$ şi T_{mq}), în ecuația entropiei generate prin ireversibilitate, vom avea în final şi semnificația pierderilor de exergie dintr-un schimbãtor de cãldurã în care relația termicã respectã condiția realã $\Delta T \neq 0$:

$$d\dot{\Pi}_{irev}^{\Delta T\neq 0} = -T_0[\Delta\dot{S}_1 + \Delta\dot{S}_2] = -T_0\left(\frac{\dot{Q}_1}{T_{mq,1}} + \frac{\dot{Q}_2}{T_{mq,2}}\right) = -\dot{Q}\,\frac{T_0\left(T_{mq,1} - T_{mq,2}\right)}{T_{mq,1}\cdot T_{mq,2}} < 0$$

Aceste pierderi de exergie reprezintã diferența dintre exergia utilã (exergia fluxului termic cedat de agentul primar) şi cea consumatã (exergia fluxului termic primit de agentul secundar). Relația finalã, ce include semnificația pierderilor de exergie, este generalã deoarece poate fi aplicatã direct şi pentru schimbãtoare de cãldurã în care au loc transformari de fazã.

Se constatã cã pierderile de exergie din schimbãtoare de cãldurã, STD, au o relație similarã cu cea determinatã la relația termicã realã dintre douã STI. Dependența adimensionalã $\frac{d\dot{\Pi}_{irev}^{\Delta T\neq 0}}{\dot{Q}} = f\left(T_0, T_{mq,1}, T_{mq,2}\right)$ este identicã pentru ambele cazuri de transfer termic, vezi figura 44.

Cazul proceselor de curgere vâscoasã cu schimb de cãldurã

Prezentarea acestor procese ireversibile este fãcutã în principal pentru a vedea cum poate fi evaluat efectul termic al irevesibilitãtii pe transformãri ireversibile neadiabatice incluse pe cicluri reale.

Într-un proces real de curgere vâscoasã cu încãlzire sau rãcire, fluxul

termic real primit sau cedat de fluidul în curgere este de fapt fluxul termic reversibil caracterizat prin variaţiile reversibile de entropie. Disiparea energiei ordonate, prin ireversibilitate, în energie dezordonată este echivalentă cu un aport de căldură suplimentar, ce se produce în paralel cu relaţia termică cu mediul exterior (nu interferează cu relaţia termică externă propriu-zisă).

Vom prezenta cazul general al unei transformări politropice ireversibile şi vom particulariza pe procesele izobare ireversibile (curgere vâscoasă).

Procese politropice de curgere vâscoasă cu "încălzire" sau "răcire"

În cazul proceselor politropice de curgere vâscoasă cu încălzire sau răcire, pierderile de exergie sunt proporţionale cu generarea de entropie şi se conformează cu teorema Gouy – Stodola. Vom face abstracţie de interacţiunea mecanică cu exteriorul, care nu poate fi vizualizată în generarea de entropie prin ireversibilitate. Schemele energetice de echivalenţă energetică şi entropică vor fi adaptate în consecinţă.

- ✓ ***"Încălzire" politropică, vezi figura 46,***

$$\dot{S}_{gen}^{\substack{incalzire \\ politropica}} = -\int_1^{2rev} \frac{\delta \dot{Q}_{rev}}{T} + \dot{m}\int_1^{2irev} ds_{irev} = -\frac{\dot{Q}_{rev}}{T_{mq}^{1-2,rev}} + \dot{m}\int_1^{2rev} ds_{rev} +$$

$$\dot{m}\int_1^{2rev,2irev}(ds_{irev} - ds_{rev}) \overset{-\frac{\dot{Q}_{rev}}{T_{mq}^{1-2,rev}}+\dot{m}\int_1^{2rev} ds_{rev}=0}{\cong} \dot{m}\left(s_{2_{irev}} - s_{2_{rev}}\right)$$

Procesul ireversibil, $1 - 2_{irev}$, este echivalent energetic şi entropic, formal, prin succesiunea:

- $1 - 2_{rev}$, proces politropic reversibil intern,
- 2_{rev} – a, destindere adiabatică reversibilă de la p la $(p - \Delta p_{fr})$, cu producţie de energie ordonată,
- a – 2_{irev}, proces irevesibil izobar de re-transformare prin frecare a energiei ordonate din etapa anterioară în energie dezordonată.

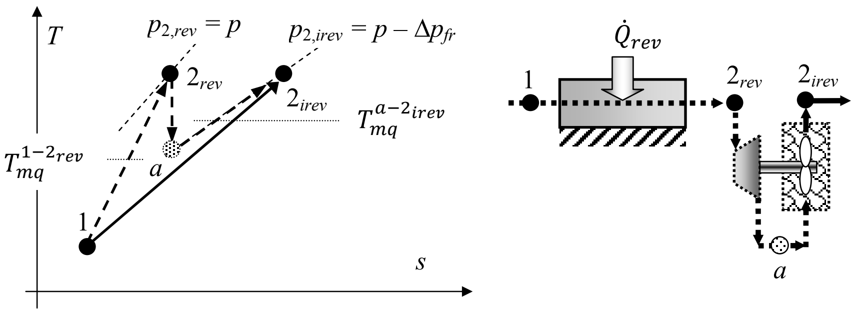


Fig. 46. Echivalarea energeticã şi entropicã globalã a unui proces politropic de curgere vâscoasã cu "încãlzire"

Astfel, fluxul termic real primit este fluxul termic reversibil. Fluxul termic echivalent ireversibilităţii interne la curgerea vâscoasă este dezvoltat în paralel şi este încorporat în fluidul ce curge.

Pe politropica reversibilã intern, $1 - 2_{rev}$, generarea de entropie este nulã respectiv:

$$-\frac{\dot{Q}_{rev}}{T_{mq}^{1-2,rev}} + \dot{m}\int_{1}^{2_{rev}} ds_{rev} = 0$$

Pierderile de exergie prin ireversibilitate vor fi:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{\substack{incalzire \\ politropica}} = -T_0 \dot{S}_{gen}^{\substack{incalzire \\ politropica}} = -\dot{m}T_0\left(s_{2_{irev}} - s_{2_{rev}}\right)$$

Efectul termic al ireversibilităţii ar putea fi echivalat formal astfel (echivalenţã doar numericã şi nu ca semnificaţie fizicã):

$$\dot{m}\frac{h_{2,irev} - h_a}{\left(s_{2_{irev}} - s_a\right)}\left(s_{2_{irev}} - s_{2_{rev}}\right) \overset{s_a = s_{2_{rev}}}{\triangleq} \dot{m}T_{mq}^{a-2_{irev}}\left(s_{2_{irev}} - s_{2_{rev}}\right) > 0$$

cu precizarea cã, PIT, $\left(h_{2,irev} - h_a\right)_{p_{2,irev}=const.} = \left(h_{2,rev} - h_a\right)_{s_a = s_{2_{rev}}}$.

✓ ***"Rãcire" politropicã, vezi figura 47,***

$$\dot{S}_{gen}^{\substack{racire\\politropica}} = \int_1^{2rev} \frac{\delta \dot{Q}_{rev}}{T} + \dot{m}\int_1^{2irev} ds_{irev} = \frac{\dot{Q}_{rev}}{T_{mq}^{1-2,rev}} + \dot{m}\int_1^{2rev} ds_{rev} +$$

$$\frac{\dot{Q}_{rev}}{T_{mq}^{1-2,rev}}+\dot{m}\int_1^{2rev} ds_{rev}=0$$

$$\dot{m}\int_1^{2rev,2irev}(ds_{irev} - ds_{rev}) \quad \stackrel{\triangle}{=} \quad \dot{m}\left(s_{2_{irev}} - s_{2_{rev}}\right)$$

Procesul ireversibil, 1 – 2_{irev}, este echivalent energetic şi entropic, formal, prin succesiunea:

- 1 – 2_{rev}, proces politropic reversibil intern,
- 2_{rev} – a, destindere adiabaticã reversibilã de la p la (p - Δp_{fr}), cu producție de energie ordonatã,
- a – 2_{irev}, proces irevesibil izobar de re-transformare prin frecare a energiei ordonate din etapa anterioarã în energie dezordonatã.

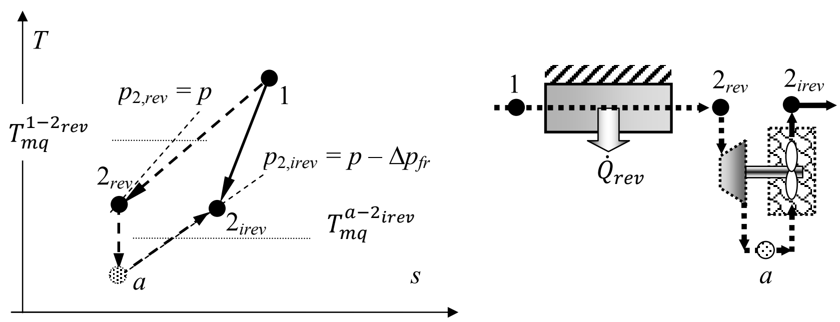


Fig. 47. Echivalarea energeticã şi entropicã globalã a unui proces politropic de curgere vâscoasã cu "rãcire"

Astfel, fluxul termic real primit este fluxul termic reversibil. Fluxul termic echivalent ireversibilității interne la curgerea vâscoasã este dezvoltat în paralel şi este încorporat în fluidul ce curge.

Pe politropica reversibilã intern, 1 – 2_{rev}, generarea de entropie este nulã respectiv:

$$\frac{\dot{Q}_{rev}}{T_{mq}^{1-2,rev}} + \dot{m}\int_1^{2rev} ds_{rev} = 0$$

Pierderile de exergie prin ireversibilitate vor fi:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{\substack{incalzire\\politropica}} = -T_0\dot{S}_{gen}^{\substack{incalzire\\politropica}} = -\dot{m}T_0\left(s_{2_{irev}} - s_{2_{rev}}\right)$$

Efectul termic al ireversibilitãţii ar putea fi echivalat formal astfel (echivalenţã doar numericã şi nu ca semnificaţie fizicã):

$$\dot{m}\frac{h_{2,irev}-h_a}{\left(s_{2_{irev}}-s_a\right)}\left(s_{2_{irev}} - s_{2_{rev}}\right) \overset{s_a=s_{2_{rev}}}{\triangleq} \dot{m}T_{mq}^{a-2_{irev}}\left(s_{2_{irev}} - s_{2_{rev}}\right) > 0$$

cu precizarea cã, PIT, $\left(h_{2,irev} - h_a\right)_{p_{2,irev}=const.} = \left(h_{2,rev} - h_a\right)_{s_a=s_{2_{rev}}}$.

Procese izobare de curgere vâscoasã cu încãlzire sau rãcire

În cazul izobare de curgere vâscoasã cu încãlzire sau rãcire, pierderile de exergie sunt proporţionale cu generarea de entropie şi se conformeazã deasemenea cu teorema Gouy – Stodola.

- ✓ ***Încãlzire izobarã, vezi figura 48,***

Prin particularizarea generãrii de entropie de la încãlzirea politropicã, vom obţine un rezultat similar:

$$\dot{S}_{gen}^{\substack{incalzire\\izobara}} = -\int_1^{2rev}\frac{\delta\dot{Q}_{rev}}{T} + \dot{m}\int_1^{2irev} ds_{irev} = \underbrace{-\frac{\dot{Q}_{rev}}{T_{mq}^{1-2,rev}} + \dot{m}\int_1^{2rev} ds_{rev}}_{-\frac{\dot{Q}_{rev}}{T_{mq}^{1-2,rev}}+\dot{m}\int_1^{2rev} ds_{rev}=0} + \dot{m}\int_1^{2rev\div 2irev}\left(ds_{irev} - ds_{rev}\right) \triangleq \dot{m}\left(s_{2_{irev}} - s_{2_{rev}}\right)$$

Pierderile de exergie prin ireversibilitate vor fi:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{\substack{incalzire\\izobara}} = -T_0\dot{S}_{gen}^{\substack{incalzire\\izobara}} = -\dot{m}T_0\left(s_{2_{irev}} - s_{2_{rev}}\right)$$

Efectul termic al ireversibilităţii ar putea fi echivalat formal astfel (echivalenţã doar numericã şi nu ca semnificaţie fizicã):

$$\dot{m}\frac{h_{2,irev}-h_a}{\left(s_{2_{irev}}-s_a\right)}\left(s_{2_{irev}}-s_{2_{rev}}\right) \overset{s_a=s_{2_{rev}}}{\triangleq} \dot{m}T_{mq}^{a-2_{irev}}\left(s_{2_{irev}}-s_{2_{rev}}\right) \overset{\substack{gaz\\ideal}}{\triangleq}$$

$$\overset{\substack{gaz\\ideal}}{\triangleq} \dot{m}\bar{c}_p\left(T_{2_{irev}}-T_a\right) \overset{\substack{h_{2_{irev}}=h_{2_{rev}}\\T_{2_{irev}}\cong T_{2_{rev}}=T_2}}{\triangleq} \dot{m}\bar{c}_pT_2\left[1-\left(\frac{p-\Delta p_{fr}}{p}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] =$$

$$= \dot{m}\bar{c}_p\left(T_1+\frac{\dot{Q}_{rev}}{\dot{m}\bar{c}_p}\right)\left[1-\left(\frac{p-\Delta p_{fr}}{p}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] > 0$$

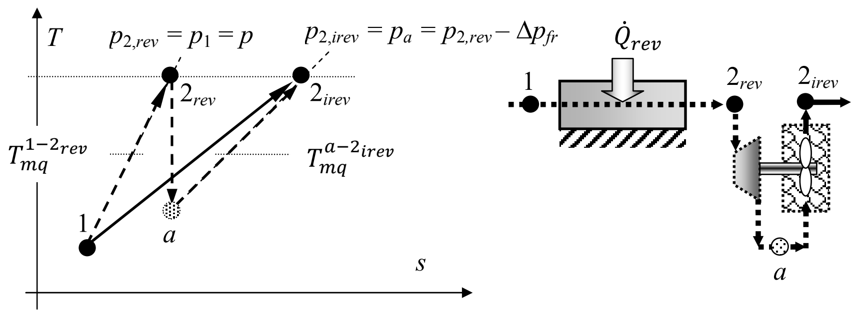


Fig. 48. Echivalarea energeticã şi entropicã globalã a unui proces izobar de curgere vâscoasã cu încãlzire

- ✓ ***Rãcire izobarã, vezi figura 49,***

Prin particularizarea generãrii de entropie de la încãlzirea politropicã**,** vom obţine un rezultat similar:

$$\dot{S}_{gen}^{\substack{racire\\politropica}} = \int_1^{2rev}\frac{\delta\dot{Q}_{rev}}{T} + \dot{m}\int_1^{2irev} ds_{irev} = \frac{\dot{Q}_{rev}}{T_{mq}^{1-2,rev}} + \dot{m}\int_1^{2rev} ds_{rev} +$$

$$\dot{m}\int_1^{2rev\div 2irev}(ds_{irev}-ds_{rev}) \overset{\frac{\dot{Q}_{rev}}{T_{mq}^{1-2,rev}}+\dot{m}\int_1^{2rev}ds_{rev}=0}{\cong} \dot{m}\left(s_{2_{irev}}-s_{2_{rev}}\right)$$

Pierderile de exergie prin ireversibilitate vor fi:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{\substack{incalzire\\izobara}} = -T_0\dot{S}_{gen}^{\substack{incalzire\\izobara}} = -\dot{m}T_0\left(s_{2_{irev}}-s_{2_{rev}}\right)$$

Efectul termic al ireversibilităţii ar putea fi echivalat formal astfel (echivalenţã doar numericã şi nu ca semnificaţie fizicã):

$$\dot{m}\frac{h_{2,irev}-h_a}{\left(s_{2_{irev}}-s_a\right)}\left(s_{2_{irev}}-s_{2_{rev}}\right) \overset{s_a=s_{2rev}}{\cong} \dot{m}T_{mq}^{a-2_{irev}}\left(s_{2_{irev}}-s_{2_{rev}}\right) \overset{\substack{gaz\\ideal}}{\cong}$$

$$\overset{\substack{gaz\\ideal}}{\cong} \dot{m}\bar{c}_p\left(T_{2_{irev}}-T_a\right) \overset{\substack{h_{2_{irev}}=h_{2_{rev}}\\T_{2_{irev}}\cong T_{2_{rev}}=T_2}}{\cong} \dot{m}\bar{c}_pT_2\left[1-\left(\frac{p_{2_{rev}}-\Delta p_{fr}}{p_{2_{rev}}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]=$$

$$=\dot{m}\bar{c}_p\left(T_1-\frac{\dot{Q}_{rev}}{\dot{m}\bar{c}_p}\right)\left[1-\left(\frac{p-\Delta p_{fr}}{p}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]>0$$

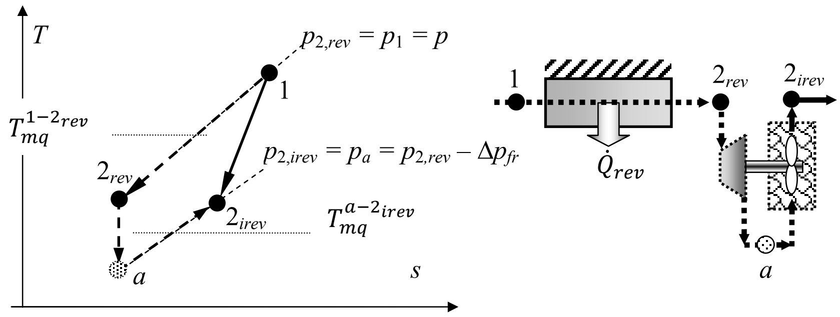


Fig. 49. Echivalarea energeticã şi entropicã globalã a unui proces izobar de curgere vâscoasã cu rãcire

Pierderi de exergie la amestecarea fluidelor de lucru

Sã presupunem un proces general de amestecare izobarã a numai douã fluide în curgere, vezi figura 50. Procesele de amestecare sunt tipic ireversibile, au sens unic de desfãşurare. Procesul invers de separare a componenților amestecului necesitã consumuri energetice şi exergetice suplimentare, deci va produce modificãri remanente în mediul exterior.

Considerând camera de amestecare ca un STD adiabatic şi rigid, vom putea evalua atât conservarea energiei cât şi generarea de entropie prin variația entropiei pentru procesul de amestecare.

- PIT

$$\dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 = \dot{m}_{amestec} h_{amestec} \underbrace{=}_{PCM} (\dot{m}_1 + \dot{m}_2)(h_1^{amestec} + h_2^{amestec})$$
$$\Rightarrow \dot{m}_1 (h_1^{amestec} - h_1) + \dot{m}_2 (h_2^{amestec} - h_2) = 0$$

- PDT

$$\dot{S}_{gen}^{amestecare} = \dot{m}_{amestec} s_{amestec} - \dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_2 s_2 \underbrace{=}_{PCM} (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) s_{amestec}$$
$$- \dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_2 s_2 = \dot{m}_1 (s_1^{amestec} - s_1) + \dot{m}_2 (s_2^{amestec} - s_2)$$

în care $\dot{m}_1$, $\dot{m}_2$ şi $\dot{m}_{amestec} = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2)$ sunt debitele masice implicate iar h_1, h_2, $h_{amestec}$ s_1, s_2, $s_{amestec}$ sunt entalpiile şi entropiile specifice pentru intrãri şi ieşiri, respectiv $h_1^{amestec}$, $h_2^{amestec}$ $s_1^{amestec}$, $s_2^{amestec}$ sunt entalpiile specifice şi entropiile specifice ale componenților amestecului la starea din amestec.

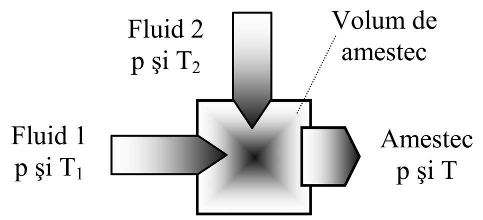


Fig. 50.

Schema amestecãrii izobare ireversibile

Vom particulariza generarea de entropie la amestecarea izobarã a

gazelor prin adoptarea modelului gazului ideal. Reamintim preliminar modalitățile de calcul a parametrilor extensivi (dependenți de masă) pentru amestecurile de gaze. Parametrii extensivi ai unui amestec de gaze depind de compoziția acestuia definită fie prin participațiile masice, g_i, fie prin participațiile volumice (molare) r_i:

$$g_i = \frac{m_i}{\sum m_i} = \frac{m_i}{m_{amestec}}, r_i = \frac{V_i}{\sum V_i} = \frac{V_i}{V_{amestec}} = \frac{n_i}{\sum n_i}$$

în care m_i este masa componentului i, $V_i = m_i R_i \frac{T_{amestec}}{p_{amestec}} = n_i R_M \frac{T_{amestec}}{p_{amestec}}$ este volumul parțial al componentului i, iar n_i este numărul de kmoli ai componentului i, R_M = 8314 J/kmol K, este constanta universală a gazelor ideale.

Între cele două modalități de caracterizare a compoziției se pot determina relații de tranziție, ex.:

$$r_i = \frac{g_i R_i}{\sum g_i R_i}, g_i = \frac{r_i M_i}{\sum r_i M_i}$$

unde R_i şi M_i sunt constantele caracteristice de gaz perfect şi masele molare ale componenților.

În amestecul de gaze considerate ideale se aplică legile Dalton $(p_{amestec} = \sum p_i)$ şi Amagat $(V_{amestec} = \sum V_i)$. În amestec componenții sunt în echilibru termodinamic şi sunt caracterizați printr-o stare dată prin:

- fiecare component are masa proprie, m_i,
- fiecare component ocupă tot volumul amestecului, V,
- fiecare component are temperatura amestecului, T,
- fiecare component se află la presiunea parțială proprie $p_i = r_i p$ unde p este presiunea totală a amestecului.

Parametrii extensivi principali pentru amestecuri de gaze perfecte sunt energia internă specifică, entalpia specifică, entropia specifică, volumul specific, masa molară, constanta caracteristică de gaz perfect şi căldurile specifice. Valorile acestora, raportate la masa sau la cantitatea de substanță pot fi evaluate prin relațiile:

$$h_{amestec} = \sum g_i h_i^{amestec} = \sum g_i \int_{T_0^*}^{T} c_{p,i} dT = \sum g_i \bar{c}_{p,i}(T - T_0^*) \text{ [J/kg]};$$

$$h_{M,amestec} = \sum r_i h_{M,i}^{amestec} = \sum r_i \int_{T_0^*}^{T} c_{Mp,i} dT = \sum r_i \bar{c}_{Mp,i}(T - T_0^*) \text{ [J/kmol]};$$

$$u_{amestec} = \sum g_i u_i^{amestec} = \sum g_i \int_{T_0^*}^{T} c_{v,i} dT = \sum g_i \bar{c}_{v,i}(T - T_0^*) \text{ [J/kg]};$$

$$u_{M,amestec} = \sum r_i u_{M,i}^{amestec} = \sum r_i \int_{T_0^*}^{T} c_{Mv,i} dT = \sum r_i \bar{c}_{Mv,i}(T - T_0^*) \text{ [J/kmol]};$$

$$v_{amestec} = \frac{V}{m} = \frac{\sum V_i}{\sum m_i} = \frac{T}{P}\sum g_i R_i \text{ [m}^3\text{/kg]}; \; v_{M,amestec} = \frac{V}{n} = \frac{\sum V_i}{\sum n_i} = \frac{R_M T}{P}\sum r_i \text{ [m}^3\text{/kmol]};$$

$$s_{amestec} = \sum g_i s_i^{amestec} = \sum g_i \left(\int_{T_0^*}^{T} c_{p,i}\frac{dT}{T} - R_i \int_{p_0^*}^{p_i}\frac{dp}{p}\right) = \sum g_i \left(\bar{c}_{p,i} ln\frac{T}{T_0^*} - R_i ln\frac{r_i p}{p_0^*}\right) \left[\frac{J}{kg\,K}\right];$$

$$s_{M,amestec} = \sum r_i s_{M,i}^{amestec} = \sum r_i \left(\int_{T_0^*}^{T} c_{Mp,i}\frac{dT}{T} - R_M \int_{p_0^*}^{p_i}\frac{dp}{p}\right) = \sum r_i \left(\bar{c}_{Mp,i} ln\frac{T}{T_0^*} - R_M ln\frac{r_i p}{p_0^*}\right) \left[\frac{J}{kmol\,K}\right];$$

$$R_{amestec} = \sum g_i R_i \left[\frac{J}{kg\,K}\right]; \; M_{amestec} = \sum r_i M_i \left[\frac{kg}{kmol}\right];$$

$$c_{p,amestec} = \sum g_i c_{p,i} \left[\frac{J}{kg\,K}\right]; \; c_{Mp,amestec} = \sum r_i c_{Mp,i} \left[\frac{J}{kmol\,K}\right];$$

Pentru procesul de amestecare din figura 43, compoziția este dată prin:

$$g_1 = \frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2}, \; g_2 = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2}, \; r_1 = \frac{\dot{n}_1}{\dot{n}_1 + \dot{n}_2} = \frac{\dot{m}_1/M_1}{\dot{m}_1/M_1 + \dot{m}_2/M_2}, \; r_2 = \frac{\dot{n}_2}{\dot{n}_1 + \dot{n}_2} = \frac{\dot{m}_2/M_2}{\dot{m}_1/M_1 + \dot{m}_2/M_2}$$

După simplificările posibile, generarea de entropie prin ireversibilitate va fi în final dată de ecuația:

$$\dot{S}_{gen}^{amestecare} = \dot{m}_1 \left(\bar{c}_{p,1} ln\frac{T}{T_1} - R_1 ln(r_1)\right) + \dot{m}_2 \left(\bar{c}_{p,2} ln\frac{T}{T_2} - R_2 ln(r_2)\right)$$
$$= \left(\dot{m}_1 \bar{c}_{p,1} ln\frac{T}{T_1} + \dot{m}_2 \bar{c}_{p,2} ln\frac{T}{T_2}\right) - \left(\dot{m}_1 R_1 ln(r_1) + \dot{m}_2 R_2 ln(r_2)\right)$$

Ca urmare pierderile de exergie prin amestecare vor fi:

$$\dot{\Pi}_{irev}^{amestecare} = -T_0 \dot{S}_{gen}^{amestecare} = -T_0 \left[\left(\dot{m}_1 \bar{c}_{p,1} ln\frac{T}{T_1} + \dot{m}_2 \bar{c}_{p,2} ln\frac{T}{T_2}\right) - \left(\dot{m}_1 R_1 ln(r_1) + \dot{m}_2 R_2 ln(r_2)\right)\right]$$

Semnificația acestor pierderi este reliefatã în principal din ecuația de bilanț exergetic, şi reprezintã diferența dintre exergia fizicã a amestecului (utilã) şi suma exergiilor fizice ale componenților ce intrã în camera de amestec (consumate):

$$\dot{\Pi}_{irev}^{amestecare} = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2)\left[\left(h_{amestec} - h_{amestec,0}\right) - T_0\left(s_{amestec} - s_{amestec,0}\right)\right] - \dot{m}_1\left[\left(h_1 - h_{1,0}\right) - T_0\left(s_1 - s_{1,0}\right)\right] - \dot{m}_2\left[\left(h_2 - h_{2,0}\right) - T_0\left(s_2 - s_{2,0}\right)\right] =$$

$$\dot{m}_1(h_1^{amestec} - h_1) + \dot{m}_2(h_2^{amestec} - h_2) - T_0\dot{m}_1 T_0(s_1^{amestec} - s_1) +$$

$$\dot{m}_2 T_0(s_2^{amestec} - s_2) \overset{PIT}{\triangleq} - T_0[\dot{m}_1(s_1^{amestec} - s_1) + \dot{m}_2(s_2^{amestec} - s_2)] =$$

$$-T_0\left[\left(\dot{m}_1\bar{c}_{p,1} ln\frac{T}{T_1} + \dot{m}_2\bar{c}_{p,2} ln\frac{T}{T_2}\right) - \left(\dot{m}_1 R_1 ln(r_1) + \dot{m}_2 R_2 ln(r_2)\right)\right]$$

În figura 51 este inclusã dependența $\frac{\dot{\Pi}_{irev}^{amestecare}}{\dot{m}_1+\dot{m}_2} = f(T_1, T_2)$ pentru un proces izobar de amestecare N_2 cu O_2, pentru a obține un amestec cu compoziția $g_{N_2} = 0,3$ şi $g_{O_2} = 0,7$.

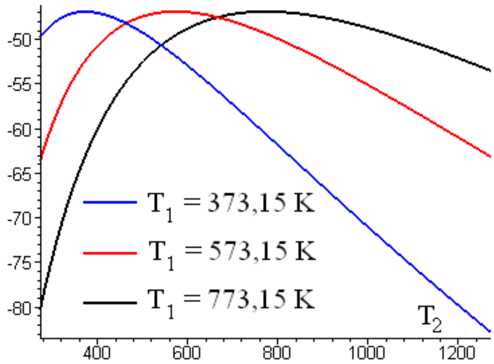


Fig. 51. – amestecare izobarã

$$\frac{\dot{\Pi}_{irev}^{amestecare}}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2} = f(T_1, T_2)$$

compoziția amestecului este:

$g_{N_2} = 0,3$ şi $g_{O_2} = 0,7$

Concluzia principalã privind generarea de entropie prin amestecarea ireversibilã este cã generarea minimã de entropie respectiv pierderea minimã de exergie are loc în cazul amestecãrilor izobar – izotermice, vezi figura 51, $T_1 = T_2 = T$.

Generarea de entropie pe cicluri termodinamice ireversibile, numerele ireversibilitãţii interne şi externe

Cicluri ideale, complet reversibile

Un sistem termodinamic cu funcţionare ciclicã schimbã cãldurã cu cel puţin douã surse termice cu temperaturi diferite şi este proiectat pentru a produce o utilitate energeticã, putere – motoare, cãldurã – pompe de cãldurã, frig – instalaţii frigorifice sau combinaţii tip cogenerare sau trigenerare. Performanţele termodinamice sunt evaluate numeric prin cele douã criterii,

FLE(first law efficiency)=CPE(coeficient de performanţã energeticã)

şi *SLE(second law efficiency)= randament exergetic*.

Analiza şi optimizarea termodinamicã este realizatã complet prin raportare permanentã la ciclurile ideale complet reversibile. Orice ciclu ideal complet reversibil trebuie sã respecte condiţia sinteticã $\dot{S}_{gen} = 0$. Condiţia restrictivã de reversibilitate completã (generare de entropie prin ireversibilitate nulã) poate fi folositã pentru proiectarea unei game de cicluri ideale. În termodinamica clasicã, ciclurile ideale trebuie sã schimbe cãldurã, la diferenţe elementare de temperaturã, cu douã surse termice externe ce au capacitãţi termice infinite respectiv temperaturi constante, vezi figura 52 unde sunt schiţate pentru exemplificare patru posibile cicluri ideale motoare.

Toate aceste cicluri motoare constituite din transformãri reversibile intern, consumã fluxul termic $\dot{Q}$de la sursa caldã cu temperatura T = const. şi cedeazã fluxul termic $\dot{Q}_0$ sursei reci, mediul ambiant, cu temperatura T_0.

Relaţiile termice sunt realizate la diferenţe elementare de temperaturã, dT şi dT_0, ca urmare procesele pe care se realizeazã contactele termice reversibile cu cele douã surse externe, 2 – 3 şi 4 – 1, sunt izotermice. Aceste procese izotermice sunt legate prin douã transformãri de aceeaşi naturã 1 – 2 şi 3 – 4, care sunt adiabatice la motorul Carnot, izocorice la motorul Stirling, izobarice la motorul Ericsson şi politropice oarecare la motorul general.

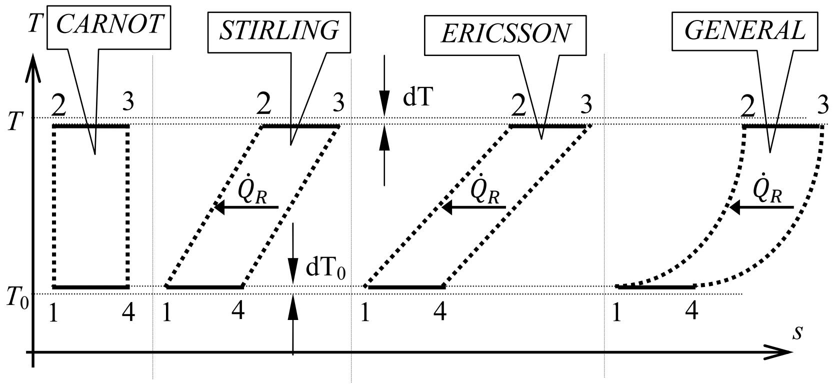


Fig. 52. Cicluri ideale posibile, diagrama $T - s$

$s_1 = s_2$ $s_3 = s_4$	$v_1 = v_2$ $v_3 = v_4$	$p_1 = p_2$ $p_3 = p_4$	$c_{1\text{-}2}$ = const. = $c_{3\text{-}4}$

Cu excepția ciclului Carnot, toate celelalte cicluri trebuie sã cupleze termic reversibil transformãrile neadiabatice 1 – 2 şi 3 – 4, adicã fluxul termic cedat în procesul de rãcire 3 – 4 de la temperatura ($T - dT$) pânã la temperatura ($T_0 + dT_0$) sã fie recuperat intern (regenerare internã de cãldurã) pentru realizarea procesului de încãlzire 1 – 2 de la temperatura ($T_0 + dT_0$) pânã la temperatura ($T - dT$). Procesul de regenerare internã a cãldurii eliminã astfel relațiile termice cu sursele externe pentru procesele neadiabatice şi neizotermice şi ca urmare trebuie sã respecte, pentru fiecare ciclu, condițiile:

- STIRLING

$$\left|\dot{Q}_R\right| = \dot{m}c_v\left(T_3 - T_4\right) = \dot{m}c_v\left(T_2 - T_1\right) = \dot{m}c_v\left[\left(T - dT\right) - \left(T_0 + dT_0\right)\right] \cong$$

$$\cong \dot{m}c_v\left(T - T_0\right) = \dot{m}T_{mq}^{3-4}\left(s_3 - s_4\right) = \dot{m}T_{mq}^{1-2}\left(s_2 - s_1\right)$$

$$T_{mq}^{3-4} = T_{mq}^{1-2} \Rightarrow s_2 - s_1 = s_3 - s_4 = c_v \ln\left(T/T_0\right) \Rightarrow s_3 - s_2 = s_4 - s_1$$

- ERICSSON

$$\left|\dot{Q}_R\right| = \dot{m}c_p\left(T_3 - T_4\right) = \dot{m}c_p\left(T_2 - T_1\right) = \dot{m}c_p\left[\left(T - dT\right) - \left(T_0 + dT_0\right)\right] \cong$$

$$\cong \dot{m}c_p\left(T - T_0\right) = \dot{m}T_{mq}^{3-4}\left(s_3 - s_4\right) = \dot{m}T_{mq}^{1-2}\left(s_2 - s_1\right)$$

$$T_{mq}^{3-4} = T_{mq}^{1-2} \Rightarrow s_2 - s_1 = s_3 - s_4 = c_p \ln\left(T/T_0\right) \Rightarrow s_3 - s_2 = s_4 - s_1$$

- GENERAL

$$\left|\dot{Q}_R\right| = \dot{m}c_n\left(T_3 - T_4\right) = \dot{m}c_n\left(T_2 - T_1\right) = \dot{m}c_n\left[\left(T - dT\right) - \left(T_0 + dT_0\right)\right] \cong$$

$$\cong \dot{m}c_n\left(T - T_0\right) = \dot{m}T_{mq}^{3-4}\left(s_3 - s_4\right) = \dot{m}T_{mq}^{1-2}\left(s_2 - s_1\right)$$

$$T_{mq}^{3-4} = T_{mq}^{1-2} \Rightarrow s_2 - s_1 = s_3 - s_4 = c_n \ln\left(T/T_0\right) \Rightarrow s_3 - s_2 = s_4 - s_1$$

În relațiile de mai sus, $c_v = (c_{1\text{-}2} = c_{3\text{-}4})_{dv=0}$, $c_p = (c_{1\text{-}2} = c_{3\text{-}4})_{dp=0}$ şi $c_n = (c_{1\text{-}2} = c_{3\text{-}4})_{politropic}$ sunt cãldurile specifice medii la volum constant, la presiune constantã şi politropicã, $\dot{m}$ este debitul masic al agentului de lucru, $\dot{Q}_R$ este fluxul termic regenerat intern

Vom considera cã sistemele termodinamice analizate includ numai ciclurile operaționale nu şi sursele termice externe, deci relațiile energetice vor avea semnele corespunzãtoare, $\dot{W}_t > 0$ – produs, $\dot{Q} > 0$ introdus în ciclu şi $\dot{Q}_0 < 0$ cedatã din ciclu. Pentru toate ciclurile avem, conform PIT şi PDT, puterea mecanicã:

$$\dot{W}_t = \dot{Q} - \left|\dot{Q}_0\right| = \dot{m}T(s_3 - s_2) - \dot{m}T_0(s_4 - s_1) > 0$$

Este foarte uşor de demonstrat cã toate aceste cicluri au acelaşi *FLE=CPE* şi *SLE=randament exergetic*.

- ✓ *FLE=CPE*

$$FLE = CPE = \eta_t = \frac{\dot{W}_t}{\dot{Q}} = 1 - \frac{|\dot{Q}_0|}{\dot{Q}} = 1 - \frac{T_0}{T} = \eta_{Carnot}(T, T_0)$$

✓ *SLE=randament exergetic*

$$SLE = \eta_{ex} = \frac{\dot{W}_t}{\dot{E}x_Q} = \frac{\dot{W}_t}{\dot{Q}\left(1-\frac{T_0}{T}\right)} = \frac{1-\frac{T_0}{T}}{1-\frac{T_0}{T}} = 1$$

Urmând aceeaşi logicã, se poate de asemenea demonstra cã şi ciclurile inverse, frigorifice, sunt de asemenea ideale, complet reversibile. Toate au aceleaşi valori pentru criteriile de performanțã ale PIT şi PDT. Se precizeazã cã relațiile energetice se inverseazã, iar cele termice se realizeazã de asemenea la diferențe elementare de temperaturã. De data aceasta sursa rece are temperatura $T < T_0$ şi sursa caldã este mediul ambiant cu temperatura T_0. Temperaturile celor douã procese izotermice ce fac legãtura cu sursele externe sunt $(T - dT)$ şi $(T_0 + dT_0)$ respectând astfel legea naturalã de propagare a cãldurii. Pentru ciclurile frigorifice, relațiile energetice vor avea semnele corespunzãtoare, $\dot{W}_t < 0$ – consumat, $\dot{Q} > 0$ introdusã în ciclu şi $\dot{Q}_0 < 0$ cedatã din ciclu.

✓ *FLE=COP*

$$FLE = CPE = \varepsilon_f = \frac{\dot{Q}}{|\dot{W}_t|} = \frac{T}{T_0-T} = \varepsilon_{f,Carnot}(T_0,T)$$

✓ *SLE=randament exergetic*

$$SLE = \eta_{ex} = \frac{\dot{E}x_Q}{\dot{W}_t} = \frac{\dot{Q}\left(1-\frac{T_0}{T}\right)}{\dot{W}_t} = \frac{-\dot{Q}}{-|\dot{W}_t|}\frac{1}{\frac{T}{T_0-T}} = \frac{\frac{T}{T_0-T}}{\frac{T}{T_0-T}} = 1$$

În figurile 53 şi 54 sunt date *FLE* şi *SLE* pentru cele douã tipuri de cicluri ideale, motor şi maşina frigoricã.

În concluzie, ciclurile ideale complet reversibile sunt realizate prin respectarea urmãtoarelor condiții de lucru:

- ciclul este constituit numai din transformãri reversibile intern,
- sursele termice externe au capacitatea termicã infinitã – temperatura constantã,

- contactele termice cu sursele externe sunt realizate numai pe transformãri izotermice, la diferențe elementare de temperaturã,

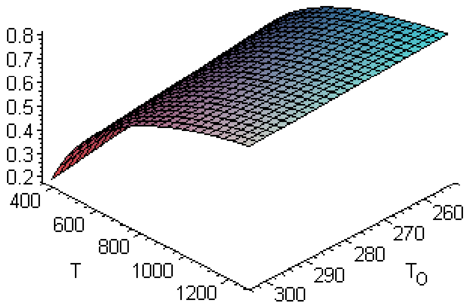


Fig. 53. Cicluri motoare ideale

$$\eta_t = 1 - \frac{T_0}{T} = \eta_{Carnot}(T, T_0)$$

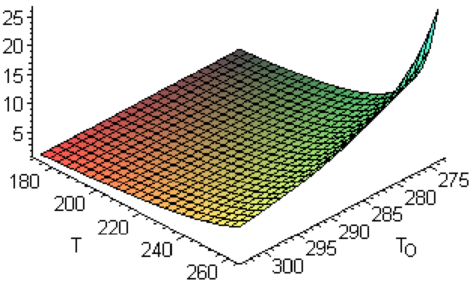


Fig. 54. Cicluri frigorifice ideale

$$\varepsilon_f = \frac{T}{T_0 - T} = \varepsilon_{f,Carnot}(T_0, T)$$

Singurul ciclu ideal care a fost dezvoltat şi tehnologic este ciclul Stirling♣. În prezent existã mai multe variante constructive, alfa, beta, gama, cu piston liber, cu diafragme. Variantele constructive reale nu pot asigura în totalitate configurația operaționalã a ciclului ideal, ciclurile reale sunt mai mult variante ale ciclului general.

Ciclurile reale, ireversibile vor avea cele douã criterii de performanțã mai mici decât cele ale ciclurilor ideale complet reversibile.

♣ Reverendul scoțian Dr Robert Stirling (1790-1878) a brevetat aceastã maşinã termicã în anul 1816. Data adoptãrii denumirii simplificate de motor Stirling nu este cunoscutã, dar poate fi estimatã spre mijlocul secolului XX când compania Philips a început cercetãrile cu fluide de lucru altele decât aerul, şi a dezvoltat ulterior primul motor Stirling modern.

Cicluri reale ireversibile

Generarea globalã de entropie prin ireversibilitate internã şi externã a ciclurilor reale ireversibile poate fi evaluatã pentru sistemul termodinamic lãrgit, ce include ciclul real şi sursele termice externe, prin relația generalã (conform Gouy – Stodola):

$$\dot{S}_{gen} = \frac{\dot{Q}_{\substack{cedat \\ din\ ciclu}}}{T_{\substack{sursei\ ce\ primeste \\ caldura\ cedata\ din\ ciclu}}} - \frac{\dot{Q}_{\substack{primit \\ in\ ciclu}}}{T_{\substack{sursei\ ce\ furnizeaza \\ caldura\ consumată\ in\ ciclu}}}$$

Relația de mai sus, extrem de concisã, nu permite evaluarea pierderilor pe fiecare cauzã de ireversibilitate internã şi externã, ci doar global.

De aceea evaluarea ireversibilitãții este realizatã în detaliu:

- fie prin intermediul pierderilor de exergie pe cauze de ireversibilitate,
- fie prin vizualizarea directã a generãrii de entropie prin ireversibilitate în criteriul de performanțã termodinamicã aferent principiului unu al termodinamicii.

În varianta ultimã, cumularea aspectelor energetice şi entropice în relația coeficientului de performanțã energeticã poate fi fãcutã prin corelarea ecuațiilor de conservare a energiei şi de generare a entropiei prin ireversibilitate.

Coeficientul de performanțã energeticã pentru cicluri ireversibile în care se pot evalua direct transformãrile energetice şi generarea de entropie prin ireversibilitate va deveni astfel un criteriu unic pentru PIT şi PDT, respectiv de evaluare cumulativã energeticã şi entropicã. Denumirile posibile ale acestui vechi/nou coeficient de performanțã:

- coeficient de performanțã energeticã ireversibilã, sau

- coeficient de performanţã termodinamicã

Vom exemplifica cum poate fi obţinutã aceastã variantã de evaluare cumulativã, energeticã şi entropicã, în interiorul CPE pentru cele douã cicluri primare, ciclul motor şi ciclul frigorific.

- ✓ ***Cazul ciclului motor ireversibil***, vezi figura 55 de echivalare a relaţiei termice cu sursa caldã şi a efectului termic al ireversibilitãţii în procesul real neadiabatic, de pe ciclul motor, pe care are loc preluarea cãldurii de la sursa externã.

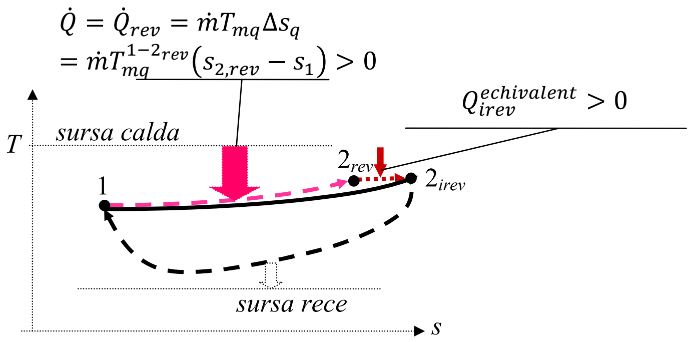


Fig. 55. Schema relaţiei termice cu sursa caldã şi a efectului termic al ireversibilitãţii pe procesul neadiabatic real $1 - 2_{irev}$, ciclu motor real

În procesul neadiabatic real, $1 - 2_{irev}$, fluxul termic primit efectiv de la sursa caldã $\dot{Q} = \dot{Q}_{rev} = \dot{m}T_{mq}^{1-2rev}\Delta s_q = \dot{m}T_{mq}^{1-2rev}(s_{2,rev} - s_1)$ este echivalent cu fluxul termic pe procesul reversibil $1 - 2_{rev}$.

Efectul termic al ireversibilitãţii, $\dot{Q}_{irev}^{echivalent}$, este dezvoltat în paralel prin ireversibilitatea internã a procesului neadiabatic real şi se regãseşte în final în fluidul de lucru. Ireversibilitatea produce astfel doar "deplasarea" $2_{rev} \rightarrow 2_{irev}$, prin "recuperarea" doar a exergiei "cãldurii $\dot{Q}_{irev}^{echivalent}$". Precizãm cã în general, în procesele neadiabatice reale incluse pe cicluri reale, entalpia finalã respectiv temperatura este impusã, condiţie restrictivã

operaţionalã. Ca urmare vom putea scrie:

$$h_{2_{irev}} = h_{2_{rev}} \Rightarrow T_{2_{irev}} \cong T_{2_{rev}}$$

În baza acestor consideraţii vom putea acum forja coficientul de performanţã energeticã, $CPE_{motor}^{irev} = \eta_{t,irev}$ pentru a putea include în relaţia lui, prin intermediul PDT, a generãrii de entropie globale.

Pentru a putea evalua influenţa ireversibilitãţii globale vom analiza sistemul termodinamic lãrgit ce include atât motorul cât şi sursele termice externe. Pentru acest sistem termodinamic lãrgit vom avea:

$$CPE_{motor}^{irev} = \eta_{t,irev} = \frac{\dot{W}_t}{\dot{Q}} = \frac{\dot{W}_t^{rev} + \dot{W}_{t,pierdut}^{irev}}{\dot{Q}} = \frac{\dot{W}_t^{rev}}{\dot{Q}} - \frac{T_0 \dot{S}_{gen}}{\dot{Q}} = 1 - \frac{T_0}{T} -$$
$$\frac{T_0 \dot{S}_{gen}}{\dot{m} T_{mq}^{1-2rev} \Delta s_q} = 1 - \frac{T_0}{T} - \frac{T_0 \dot{S}_{gen}}{\theta_{PDT} \dot{m} T \Delta s_q} = 1 - \frac{T_0}{T}\left(1 + \frac{\dot{S}_{gen}}{\theta_{PDT} \dot{m} \Delta s_q}\right) =$$
$$= 1 - \frac{T_0}{T} N_{irev} \overset{N_{irev}>0}{\lessgtr} 1 - \frac{T_0}{T} = \eta_{Carnot}(T_0, T)$$

în care $\dot{W}_t^{rev}$ este puterea mecanicã a motorului Carnot ideal ce evolueazã între sursele termice cu temperaturile T (sursa caldã) şi $T_0 < T$ (sursa rece – mediul ambiant), iar $\theta_{PDT} = T_{mq}^{1-2rev}/T$ este un coeficient de corecţie ce va fi definit ulterior.

Care sunt concluziile?

1. $\eta_{t,irev}$ include explicit ireversibilitatea respectiv generarea globalã de entropie $\dot{S}_{gen}$.
2. $N_{irev} = 1 + \frac{\dot{S}_{gen}}{\theta_{PDT} \dot{m} \Delta s_q} > 0$ are semnificaţia unui numãr al ireversibilitãţii globale, include atât ireversibilitatea externã din relaţiile termice cu sursele externe cât şi ireversibilitatea internã pe ciclul real.
3. În relaţia N_{irev} am raportat $\dot{S}_{gen}$ la variaţia de entropie utilã/motoare $\dot{m} \Delta s_q = \Delta \dot{S}_Q$ care este în fapt variaţia de entropie a agentului de lucru

corespunzătoare fluxului termic efectiv primit de la sursa caldă $\dot{m}\Delta s_q = \Delta\dot{S}_Q$. (precizăm, retoric, că fluxul termic $\dot{Q}$ menține în viață ciclul motor real/ireversibil).

4. La limită, când $\dot{S}_{gen} \to 0$, $N_{irev} \to 1$, şi astfel se re-obține ciclul motor ideal Carnot.
5. Coeficientul de corecție θ_{PDT} leagă fluxul termic cedat de sursa caldă la temperatura T (cu conținut exergetic superior) de fluxul termic încorporat de agentul de lucru la temperatura $T_{mq}^{1-2rev} < T$ (cu conținut exergetic inferior). Prin acest coeficient am inclus efectiv şi sursa caldă în sistemul termodinamic lărgit. Acest coeficient de corecție va fi definit ulterior în baza PDT.
6. Relația pentru $\eta_{t,irev}$ ne va permite să vedem căile posibile de micşorare a valorii numarului N_{irev}, să micşorăm ireversibilitatea motorului real, să ne apropiem de motorul Carnot ideal.

În figura 56 este schițată doar exemplificativ influența ireversibilității globale asupra randamentului termic ireversibil,

$$\eta_{t,irev} = 1 - \frac{T_0}{T}\left(1 + \frac{\dot{S}_{gen}}{\theta_{PDT}\dot{m}\Delta s_q}\right) = 1 - \frac{T_0}{T}N_{irev} = \eta_{t,irev}(T_0, T, N_{irev})$$

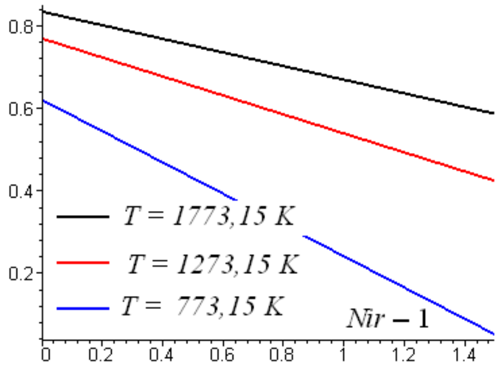


Fig. 56.

$$\eta_{t,irev}(T_0, T, N_{irev}) = 1 - \frac{T_0}{T}N_{irev}$$

$T_0 = 273{,}15$ K

- ✓ ***Cazul ciclului frigorific ireversibil***, vezi figura 57 de echivalare a relației termice cu sursa rece şi a efectului termic al ireversibilității în procesul real neadiabatic, de pe ciclul frigorific, pe care are loc preluarea căldurii de la această sursă externă (producerea de frig).

Logica folosită la cicluri motoare se repetă la ciclurile frigorifice. În procesul neadiabatic real, $1 - 2_{irev}$, fluxul termic primit efectiv de la sursa rece $\dot{Q} = \dot{Q}_{rev} = \dot{m}T_{mq}^{1-2rev}\Delta s_q = \dot{m}T_{mq}^{1-2rev}(s_{2,rev} - s_1)$ este echivalent cu fluxul termic pe procesul reversibil $1 - 2_{rev}$.

Efectul termic al ireversibilității, $\dot{Q}_{irev}^{echivalent}$, este dezvoltat în paralel prin ireversibilitatea internă a procesului neadiabatic real şi se regăseşte în final în fluidul de lucru. Ireversibilitatea produce astfel doar "deplasarea" $2_{rev} \rightarrow 2_{irev}$.

Precizăm că în general, în procesele neadiabatice reale incluse pe cicluri reale, entalpia finală respectiv temperatura este impusă, condiție restrictivă operațională. Ca urmare vom putea scrie:

$$h_{2_{irev}} = h_{2_{rev}} \Rightarrow T_{2_{irev}} \cong T_{2_{rev}}$$

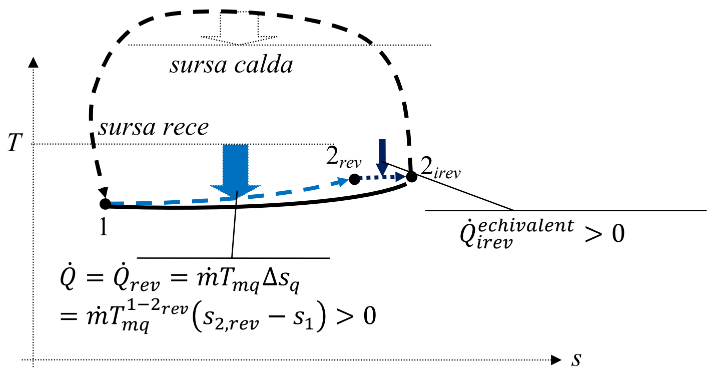


Fig. 57. Schema relației termice cu sursa rece şi a efectului termic al ireversibilității pe procesul neadiabatic real $1 - 2_{irev}$, ciclu frigorific real

În baza acestor considerații vom putea acum evalua coficientul de performanță energeticã, $CPE^{irev}_{\substack{ciclu\\frigoric}} = \varepsilon_{f,irev}$ pentru a putea include în relația lui, prin intermediul PDT, a generãrii de entropie globale.

Pentru a putea evalua influența ireversibilitãții globale vom analiza sistemul termodinamic lãrgit ce include atât ciclul frigorific real cât şi sursele termice externe.

Pentru acest sistem termodinamic lãrgit vom avea:

$$CPE^{irev}_{\substack{ciclu\\frigorific}} = \varepsilon_{f,irev} = \frac{\dot{Q}}{|\dot{W}_t|} \overset{\dot{W}_t<0}{\cong} -\frac{\dot{Q}}{\dot{W}_t} = -\frac{\dot{Q}}{\dot{W}_t^{rev}+\dot{W}_{t,pierdut}^{irev}} =$$

$$-\frac{1}{\frac{\dot{W}_t^{rev}}{\dot{Q}}+\frac{\dot{W}_{t,pierdut}^{irev}}{\dot{Q}}} \overset{T<T_0}{\cong} -\frac{1}{1-\frac{T_0}{T}-\frac{T_0\dot{S}_{gen}}{\dot{Q}}} = -\frac{1}{1-\frac{T_0}{T}-\frac{T_0\dot{S}_{gen}}{\dot{m}T_{mq}^{1-2rev}\Delta s_q}} = -\frac{1}{1-\frac{T_0}{T}-\frac{T_0\dot{S}_{gen}}{\theta_{PDT}\dot{m}T\Delta s_q}} =$$

$$-\frac{1}{1-\frac{T_0}{T}\left(1+\frac{\dot{S}_{gen}}{\theta_{PDT}\dot{m}\Delta s_q}\right)} = \frac{T}{T_0N_{irev}-T} \overset{N_{irev}>1}{\lessapprox} \frac{T}{T_0-T} = \varepsilon_{f,Carnot}(T,T_0)$$

în care $\dot{W}_t^{rev}$ este puterea mecanicã consumatã de ciclul frigorific Carnot ideal ce evolueazã între sursele termice cu temperaturile T (sursa rece) şi $T_0 > T$ (sursa caldã – mediul ambiant), iar $\theta_{PDT} = T_{mq}^{1-2rev}/T$ este un coeficient de corecție ce va fi definit ulterior.

Care sunt concluziile?

7. $\varepsilon_{f,irev}$ include explicit ireversibilitatea respectiv generarea globalã de entropie $\dot{S}_{gen}$.
8. $N_{irev} = 1 + \frac{\dot{S}_{gen}}{\theta_{PDT}\dot{m}\Delta s_q} > 0$ are semnificația unui numãr al ireversibilitãții globale, care include atât ireversibilitatea externã din relațiile termice cu sursele externe cât şi ireversibilitatea internã pe ciclul real.
9. În relația N_{irev} am legat $\dot{S}_{gen}$ de variația de entropie utilã $\dot{m}\Delta s_q = \Delta\dot{S}_Q$ care este în fapt variația de entropie a agentului de lucru corespunzãtoare

fluxului termic efectiv primit de la sursa rece $\dot{m}\Delta s_q = \Delta\dot{S}_Q$. Precizãm, retoric, cã fluxul termic $\dot{Q}$ este de fapt frigul produs în unitatea de timp şi este motivul menținerii în viață a ciclului frigorific real/ireversibil prin consumarea puterii mecanice $\dot{W}_t < 0$).

10. La limitã, când $\dot{S}_{gen} \to 0$, $N_{irev} \to 1$, şi astfel se re-obține ciclul frigorific ideal Carnot.

11. Coeficientul de corecție θ_{PDT} leagã fluxul termic cedat de sursa rece la temperatura T (necesitã un consum de exergie minim, $\dot{W}_t^{rev} < 0$) de fluxul termic încorporat de agentul de lucru la temperatura $T_{mq}^{1-2_{rev}} < T$ (necesitã un consum de exergie superior, $\dot{W}_t < 0$). Prin acest coeficient am inclus efectiv şi sursa rece în sistemul termodinamic lãrgit. Acest coeficient de corecție va fi definit deasemenea ulterior prin în baza PDT.

12. Relația pentru $\varepsilon_{f,irev}$ ne va permite sã vedem cãile posibile de micşorare a valorii numarului N_{irev}, de reducere a ireversibilitãții ciclului frigorific real, de apropriere de ciclul frigorific Carnot ideal.

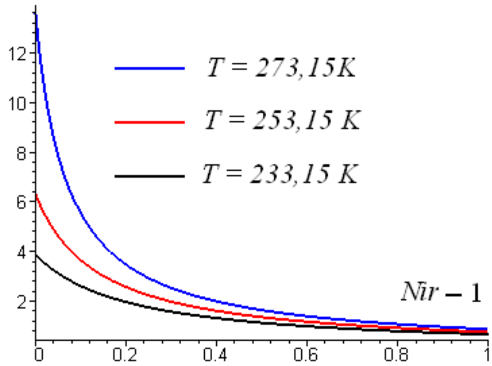
În figura 58 este schițatã doar exemplificativ influența ireversibilitãții globale asupra eficienței frigorifice ireversibile:

$$\varepsilon_{f,irev} = \frac{T}{T_0 N_{irev} - T} = \varepsilon_{f,irev}(T, T_0, N_{irev})$$

Fig. 58.

$$\varepsilon_{f,irev} = \varepsilon_{f,irev}(T, T_0, N_{irev}) = \frac{T}{T_0(1 + N_{irev}) - T}$$

T_0 + 293,15 K



Evaluarea ireversibilităţii externe a ciclurilor cu interacţiuni termice cu sursele externe la diferenţă finită de temperatură

Ireversibilitatea externã a ciclurilor operaţionale este provocatã de schimbul de cãldurã la diferenţã finitã de temperaturã între sursele termice externe şi agentul de lucru din ciclu. Evaluarea ireversibilitãţii externe trebuie fundamentã în baza PDT care oferã o bazã concretã de evaluare a generãrii de entropie prin ireversibilitate.

Vom prezenta, în continuare, douã modalitãţi de interpretare a ireversibilitãţii externe a ciclurilor operaţionale:

- prin criteriul de putere maximã Novikov – Curzon – Ahlborn,
- prin intermediul eficienţei termice ireversibile (eficienţei entropice) a schimbãtoarelor de cãldurã.

Criteriul de putere maximã, Novikov–Curzon–Ahlborn, o primã încercare de evaluare a ireversibilitãţii externe♠

Criteriul de putere maximã Novikov – Curzon – Ahlborn este prima încercare, celebrã, de analizã a funcţionãrii ciclice în timp real şi a generat ulterior o mulţime de lucrãri în cadrul aşa numitei *termodinamici în timp finit*. În prezent criteriul este contestat pentru cã deşi matematic este corect nu poate fi aplicat în realitate. Clasica analizã exergeticã precum şi cercetãrile tehnologice pentru dezvoltarea unor sisteme energetice moderne contrazic permanent concluziile studiului realizat de cei trei autori.

Idea principalã, care a generat fondarea termodinamicii în timp finit, considerã ciclurile ideale ca inutile pentru cã deşi acestea oferã lucru

♠ Novikov I.I., 1958, *The efficiency of atomic power stations*, J. Nucl. Energy II, 7: 125-128 (translated from 1957, At. Energ., 3(11): 409).
Curzon F.L., Ahlborn B., 1975, *Efficiency of a Carnot engine at maximum – power conditions*, Am. J. Phys., 43: 22-24.

mecanic maxim maximorum în cicluri motoare sau consumã lucru mecanic minim minimorum în cicluri frigorifice, puterea este zero.

De ce? Transferul de cãldurã ideal la diferențã elementarã de temperaturã necesitã un timp infinit şi ca urmare raportul lucru mecanic pe timp este astfel egal cu zero.

Novikov – Curzon – Ahlborn au încercat sã "optimizeze" relațiile termice cu sursele externe prin impunerea "puterii maxime" ca principal criteriu de optimizare a ciclurilor motoare. În cadrul termodinamicii în timp finit, criteriul Novikov-Curzon-Ahlborn de putere maximã a fost considerat mult timp drept un criteriu ce aparține principului doi al termodinamicii. În prezent aceastã opinie inițialã este discutabilã. Mult timp a fost atractivã legarea "puterii maxime" de impunerea unui timp de viațã minim al motorului. Şi acest aspect este de asemenea discutabil.

Ciclul motor ales de cei trei autori, Novikov– Curzon–Ahlborn, este ciclul Carnot endoreversibil, reversibil intern şi ireversibil extern prin faptul cã are schimburi termice cu sursele externe la diferențe finite de temperaturã, vezi figura 59.

Ciclul Carnot endoreversibil este caracterizat prin relațiile termice externe realizate la diferențele finite de temperaturã:

- la sursa caldã $\Delta T = (T - T_M)$, unde $T_M = T_2 = T_3$ este temperatura maximã pe ciclu iar T este temperatura sursei calde,
- la sursa rece $\Delta T_0 = (T_m - T_0)$, unde $T_m = T_1 = T_4$ este temperatura minimã pe ciclu iar T_0 este temperatura sursei reci.

Pentru a putea optimiza puterea ciclului Novikov– Curzon–Ahlborn, vom adopta urmãtoarele notații, în acord cu figura 55:

$$\theta = \frac{\Delta T}{T},\ \theta_0 = \frac{\Delta T_0}{T_0},\ \tau = \frac{T}{T_0},\ K = UA,\ K_0 = U_0 A_0,\ \overline{K} = \frac{K}{K_0}$$

unde

- U, U_0 sunt coeficienții globali de schimb termic din cele douã

schimbãtoare de cãldurã în care au loc interacțiunile termice ale agentului de lucru cu sursele termice caldã şi rece,

- A, A_0 sunt suprafețele de schimb termic ale celor douã schimbãtoare de cãldurã,
- ΔT, T, ΔT_0, şi T_0 au semnificațiile anterioare şi vizibile în figura 55.

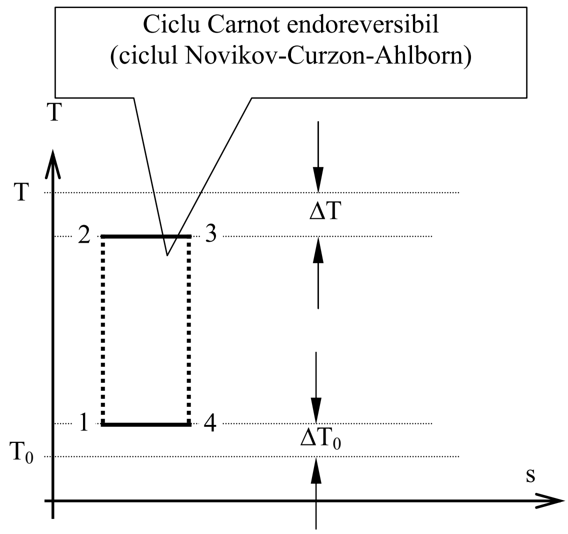


Fig. 59.

Varianta Novikov-Curzon-Ahlborn a ciclului Carnot motor endoreversibil

diagrama T – s

Conform PIT şi PDT, interacțiunile energetice pe ciclul Novikov–Curzon–Ahlborn au relațiile de mai jos.

- ✓ Fluxul termic la sursa caldã

$$\dot{Q} \overset{PIT}{=} K\Delta T \overset{PDT}{=} \dot{m}(T - \Delta T)(s_3 - s_2)$$

- ✓ Fluxul termic la sursa rece

$$|\dot{Q}_0| \overset{PIT}{=} K_0\Delta T_0 \overset{PDT}{=} \dot{m}(T_0 + \Delta T_0)(s_4 - s_1)$$

✓ Puterea mecanicã

$$P = \dot{Q} - \left|\dot{Q}_0\right| \underset{PDT}{\overset{PIT}{=}} \dot{Q}\left(1 - \frac{T_0 + \Delta T_0}{T - \Delta T}\right) = KT_0\tau\theta\left(1 - \frac{1}{\tau\left(1 - \theta\left(\overline{K} + 1\right)\right)}\right)$$

unde am utilizat condiția $s_3 - s_2 = s_4 - s_1 = \frac{K\Delta T}{\dot{m}(T-\Delta T)} = \frac{K_0\Delta T_0}{\dot{m}(T_0+\Delta T_0)} = \frac{K\theta}{\dot{m}(1-\theta)} = \frac{K_0\theta_0}{\dot{m}(1+\theta_0)}$ pentru a înlocui $\Delta T_0 = f'(\Delta T)$ respectiv $\theta_0 = f(\theta) = \frac{\overline{K}\theta}{1-\theta(\overline{K}+1)}$.

Pentru a obține un anumit grad de generalizare vom considera urmãtoarele condiții restrictive oarecare:

- temperaturile T şi T_0 impuse,
- coeficienții globali de schimb termic K şi K_0 cu valori operaționale impuse prin tipul schimbãtoarelor de cãldurã,

Astfel, rezultã cã puterea este o funcție numai de variabila θ iar aceastã dependențã poate fi optimizatã/maximizatã matematic pentru cã se verificã condițiile matematice de maxim:

$$\frac{\partial P}{\partial \theta} = 0 \text{ si } \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} < 0$$

Ecuația $\frac{\partial P}{\partial \theta} = 0$ are douã soluții din care valoarea optimã matematic şi acceptabilã termodinamic pentru θ este doar:

$$\theta_{opt} = \frac{\tau - \sqrt{\tau}}{\tau\left(\overline{K} + 1\right)}$$

Dupã înlocurile de rigoare vom putea obține urmãtoarele rezultate legate de "criteriul puterii maxime":

- puterea "maximã"

$$P_{max} = \frac{K}{\overline{K} + 1} T_0 \tau \left(1 - \sqrt{\frac{1}{\tau}}\right)^2$$

- valoarea "optimã" pentru $\theta_{0,opt}$

$$\theta_{0,opt} = \frac{\overline{K}\theta_{opt}}{1-\theta_{opt}\left(\overline{K}+1\right)} = \frac{\overline{K}}{\overline{K}+1}\left(\tau-\sqrt{\tau}\right)\sqrt{\frac{1}{\tau}}$$

- fluxurile termice "optime"

$$\dot{Q}_{opt} = KT\theta_{opt} = KT\frac{\tau-\sqrt{\tau}}{\tau(\overline{K}+1)},\ \dot{Q}_{0,opt} = K_0T_0\theta_{0,opt} = K_0T_0\frac{\overline{K}}{(\overline{K}+1)}\left(\tau-\sqrt{\tau}\right)\sqrt{\frac{1}{\tau}}$$

- randamentul termic "optim"

$$\eta_{t,opt} = \frac{P_{max}}{\dot{Q}_{opt}} = 1-\frac{1}{\tau\left(1-\theta_{opt}\left(\overline{K}+1\right)\right)} = 1-\sqrt{\frac{1}{\tau}}$$

Mai jos sunt incluse dependențele adimensionale caracteristice ciclului Novikov-Curzon-Ahlborn.

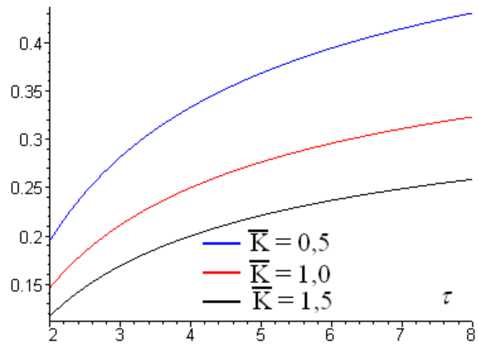


Fig. 60. $\theta_{opt} = f(\tau) = \frac{\dot{Q}_{opt}}{KT}$

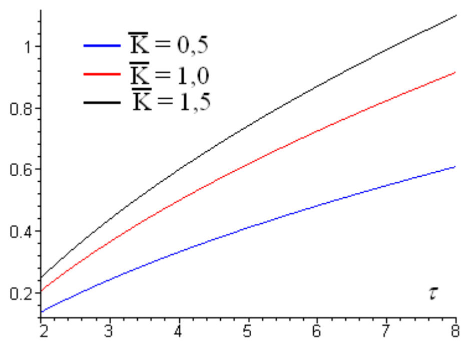


Fig. 61. $\theta_{0,opt} = f(\tau) = \frac{\dot{Q}_{0,opt}}{K_0T_0}$

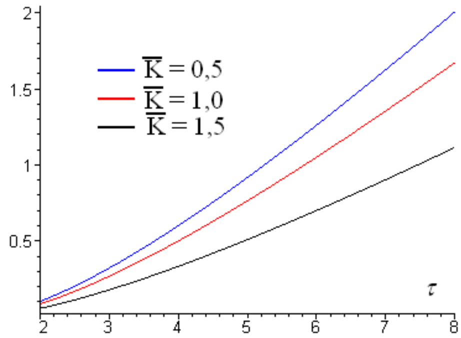


Fig. 62. $\frac{P_{max}}{K_0 T_0} = f(\tau)$

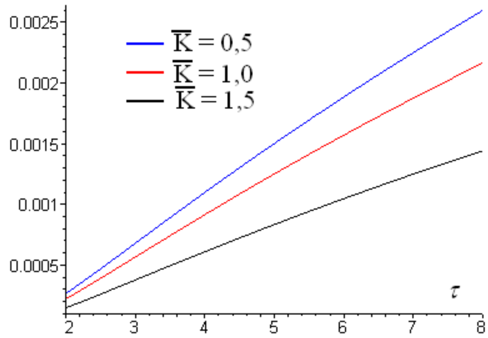
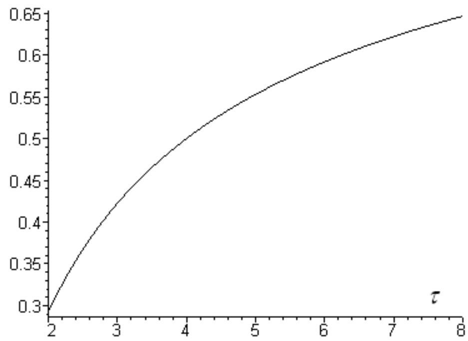


Fig. 63. $\frac{\dot{S}_{gen}}{K_0 T_0} = \frac{1}{K_0 T_0}\left(\frac{\dot{Q}_{0,opt}}{T_0} - \frac{\dot{Q}_{opt}}{T}\right)$

Fig. 64. $\eta_{t,opt} = 1 - \sqrt{\frac{1}{\tau}} = f(\tau)$



Varianta Novikov-Curzon-Ahlborn a ciclului motor endoreversibil Carnot nu poate fi dezvoltatã şi pentru alte cicluri ideale. Toate ciclurile ideale non-Carnot au un schimb de cãldurã intern care trebuie de asemenea realizat în timp finit, respectiv la diferență finitã de temperaturã.

Ca urmare orice ciclu cu regenerare internã a cãldurii la diferență finitã de temperaturã devine vrând-nevrând şi ireversibil intern, chiar dacă procesele constitutive ale ciclului sunt considerate reversibile.

Astfel rezultatele obținute prin studiul Novikov-Curzon-Ahlborn nu

pot fi extinse în totalitate la ciclurile operaţionale reale.

Sa considerãm un ciclu motor pe care singura cauzã de ireversibilitate este transferul termic extern şi intern la diferenţã finitã de temperaturã, vezi figura 65.

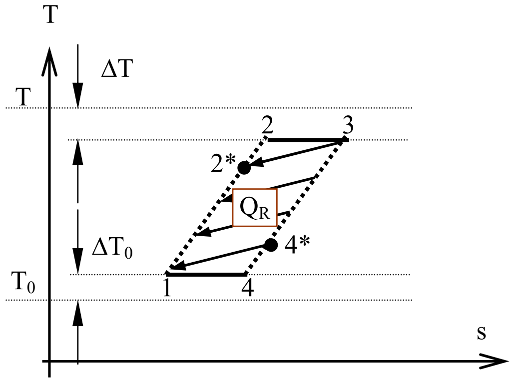


Fig. 65.

Varianta unui ciclu cu regenerare internã a cãldurii diagrama T – s

Conform PIT şi PDT, interacţiunile energetice pe ciclul din figura 61 au relaţiile de mai jos.

- ✓ Fluxul termic la sursa caldã

$$\dot{Q} = \dot{Q}_{2-3} + \dot{Q}_{2*-2} = K\Delta T + K^* \frac{T - \Delta T - T_{2*}}{\ln \frac{T - T_{2*}}{\Delta T}} =$$
$$= \dot{m}(T - \Delta T)(s_3 - s_2) + \dot{m}c(T - \Delta T - T_{2*})$$

- ✓ Fluxul termic la sursa rece

$$\dot{Q}_0 = \dot{Q}_{4-1} + \dot{Q}_{4*-4} = K_0 \Delta T_0 + K_0^* \frac{T_{4*} - T_0 - \Delta T_0}{\ln \frac{T_{4*} - T_0}{\Delta T_0}} =$$
$$= \dot{m}(T_0 + \Delta T_0)(s_4 - s_1) + \dot{m}c(T_{4*} - T_0 - \Delta T_0)$$

✓ Fluxul termic regenerat intern

$$\dot{Q}_R = \dot{m}c(T - \Delta T - T_{4*}) = \dot{m}c(T_{2*} - T_0 - \Delta T_0) = \\ = \dot{m}c(T - \Delta T - T_0 - \Delta T_0)\varepsilon_I$$

unde $\varepsilon_I = \frac{NTU_I}{NTU_I + 1}$ eficiența termicã a schimbãtorului de cãldurã intern, iar $\dot{Q}_{2*-2} = \dot{Q}_{4*-4} = \dot{m}c(T - \Delta T - T_0 - \Delta T_0)(1 - \varepsilon_I) = \dot{Q}_{pierdut}$ este fluxul termic ce trece direct de la sursa caldã la sursa rece fãrã a contribui cu ceva la producția de putere mecanicã, cauza fiind regenerarea internã a cãldurii la diferențã finitã de temperaturã.

✓ Puterea mecanicã

$$P = \dot{Q} - \dot{Q}_0 = \dot{Q}_{2-3} - \dot{Q}_{4-1} = KT_0\tau\theta\left(1 - \frac{1}{\tau(1 - \theta(\overline{K} + 1))}\right) = P\Big|_{Curzon-Alhborn}$$

Am re-obținut puterea mecanicã a variantei Novikov-Curzon-Ahlborn şi în consecințã aceleaşi valori $\theta_{opt} = \frac{\tau - \sqrt{\tau}}{\tau(K + 1)}$ şi $\theta_{0,opt} = \frac{\overline{K}}{\overline{K} + 1}(\tau - \sqrt{\tau})\sqrt{\frac{1}{\tau}}$, dar randamentul termic este diferit, mai mic datoritã pierderilor suplimentare $\dot{Q}_{2*-2} = \dot{Q}_{4*-4} = \dot{m}c(T - \Delta T - T_0 - \Delta T_0)(1 - \varepsilon_I) = \dot{Q}_{pierdut}$:

$$\eta_I = \frac{P}{\dot{Q}} = \frac{P}{\dot{Q}_{2-3} + \dot{Q}_{pierdut}} = \frac{P/\dot{Q}_{2-3}}{1 + \dot{Q}_S/\dot{Q}_{2-3}} = \frac{\eta_{Curzon-Alhborn}}{1 + \dot{Q}_{pierdut}/\dot{Q}_{2-3}} = \\ = \left(1 - \sqrt{\frac{1}{\tau}}\right) \Big/ \left[1 + \dot{m}c\frac{(1 - \varepsilon_I)(\overline{K}\sqrt{\tau} + 1)}{\overline{K}\sqrt{\tau}}\right]$$

Caracterizarea puterii maxime printr-un randament termic tip Novikov-Curzon-Albhorn $\eta_{t,opt} = 1 - \sqrt{\frac{1}{\tau}}$ nu poate fi extrapolatã de fapt la

majoritatea ciclurilor reale.

Coeficientul de performanţã energeticã ireversibil (coeficientul de performanţã termodinamicã). Cuantificarea ireversibilitãţii externe

Studiul Novikov–Curzon–Ahlborn nu este o analizã efectivã a ireversibilitãţii externe, realitatea tehnologicã demonstreazã permanent cã este posibil sã creştem puterea ciclurilor motoare chiar dacã nu respectãm condiţiile de maximizare impuse prin studiul celor trei autori.

Ciclurile endoreversibile pe care le vom re-analiza din punctul de vedere al ireversibilitãţii externe vor fi:

– ciclul Carnot endoreversibil, motor şi frigorific,

– ciclul non-Carnot endoreversibil, motor şi frigorific.

Cauza ireversibilitãţii externe este diferenţa de temperaturã finitã cerutã de procesele reale de schimb de cãldurã între agentul de lucru din ciclu şi sursele termice externe. În prezent putem construi schimbãtoare de cãldurã care permit micşorarea acestor diferenţe de temperaturã fãrã a afecta fluxul termic, respectiv puterea dintr-un ciclu real.

Performanţa unui schimbãtor de cãldurã este tradiţional caracterizatã prin eficienţa termicã.

Vom prezenta modalitatea clasicã de definire a eficienţei termice numai prin intermediul PIT, dupã care vom re-construi relaţia de definire a eficienţei termice ireversibile (entropice) prin corelarea PIT şi PDT.

Eficienţa termicã clasicã a schimbãtoarelor de cãldurã de suprafaţã

Înaintea introducerii eficienţei termice ireversibile pornind de la generarea de entropie (PDT), reamintim bazele definirii numai pe considerente energetice (PIT) a clasicei eficienţe termice a schimbãtoarelor de cãldurã de suprafaţã.

Tradițional, eficiența termicã a unui schimbãtor de cãldurã de suprafațã, în care nu au loc transformãri de fazã, este definitã prin raportul dintre fluxul termic real transferat într-un schimbãtor de cãldurã finit, cu o suprafațã de schimb termic finitã, între cei doi agenți termici şi fluxul termic maxim posibil de transferat dacã suprafața de schimb termic ar tinde cãtre infinit:

$$\epsilon_t = \frac{\dot{Q}_{real}}{\left(\dot{Q}_{max}\right)_{A\to\infty}}$$

Procesele dintr-un schimbãtor de cãldurã de suprafațã pot fi considerate ca transformãri izobare pe ambele circuite de curgere ale celor doi agenti termici. În consecință conform PIT, fluxul termic real poate fi evaluat prin relațiile:

$$\dot{Q}_{real} = -\left(\dot{m}_{ap}\Delta h_{ap}\right)_{\substack{cedat\ de \\ agentul\ primar}} = \left(\dot{m}_{as}\Delta h_{as}\right)_{\substack{primit\ de \\ agentul\ secundar}} =$$

$$= \overbrace{\left(UA\Delta T_m\right)}^{\substack{heat\ transfer \\ Newton's\ law}}{}_{\substack{transferat \\ intre\ cei\ doi\ agenti}}$$

Astfel relația primarã a eficienței termice capãtã forma:

$$\epsilon_t = \frac{\dot{Q}_{real}}{\left(\dot{Q}_{max}\right)_{A\to\infty}} = \frac{\left(\dot{m}_{ap}\Delta h_{ap}\right)_{real}}{\left(\dot{m}_{ap}\Delta h_{ap}\right)_{A\to\infty}} = \frac{\left(\dot{m}_{as}\Delta h_{as}\right)_{real}}{\left(\dot{m}_{as}\Delta h_{as}\right)_{A\to\infty}} = \frac{\left(UA\Delta T_m\right)_{real}}{\left(UA\Delta T_m\right)_{A\to\infty}}$$

Semnificațiile notațiilor utilizate mai sus:

- $\dot{m}_{ap}$ şi $\dot{m}_{as}$ sunt debitele masice ale celor doi agenți termici, primar şi secundar,
- Δh_{ap} şiΔh_{as} sunt variațiile entalpiilor specifice ale celor doi agenți termici, primar şi secundar,
- U este coeficientul global de schimb termic,

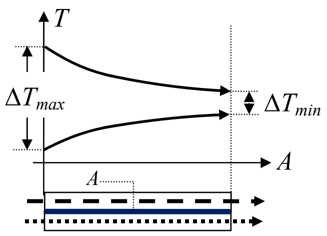
– A este suprafaţa de schimb termic,
– ΔT_m este diferenţa medie logaritmicã de temperaturã caracteristicã transferului de cãldurã din schimbãtor.

Valoarea eficienţei termice a unui schimbãtor de cãldurã de suprafaţã depinde în principal de tipul curgerilor prin schimbãtor şi de numãrul de unitãţi de transfer:

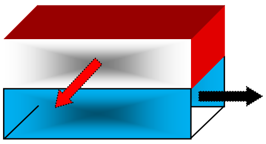
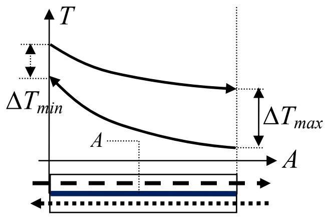
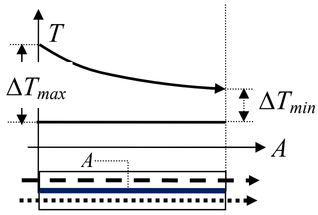
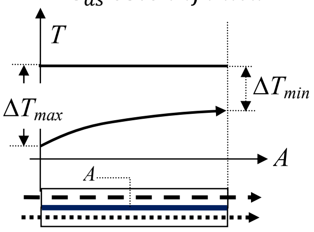
$$NTU = \frac{UA}{(\dot{m}\bar{c}_p)_{min}} = \frac{UA}{\dot{C}_{min}}$$

- $\dot{C}_{min} = (\dot{m}\bar{c}_p)_{min} = min\left[(\dot{m}\bar{c}_p)_{ap}, (\dot{m}\bar{c}_p)_{as}\right]$ este capacitatea termicã minimã a unuia din cei doi agenţi termici, iar
- $\dot{C}_{max} = (\dot{m}\bar{c}_p)_{max} = max\left[(\dot{m}\bar{c}_p)_{ap}, (\dot{m}\bar{c}_p)_{as}\right]$ este capacitatea termicã maximã, a celuilalt agent termic.

În tabelul urmãtor sunt exemplificate relaţiile caracteristice eficienţei termice pentru câteva cazuri tipice de curgere*.

Tipul curgerilor prin schimbãtor	Eficienţa termicã $C = \dot{C}_{min}/\dot{C}_{max}$	Diferenţa medie logaritmicã de temperaturã
curgere echicurent 	$\epsilon_t = \frac{1-exp[-NTU(1+C)]}{1+C}$	$\Delta T_m = \frac{\Delta T_{max}-\Delta T_{min}}{ln\frac{\Delta T_{max}}{\Delta T_{min}}}$

* W.M. Kays and A.L. London, *Compact Heat Exchangers*, 3rd ed., New York: McGraw-Hill, 1984

Tipul curgerilor prin schimbãtor	Eficienţa termicã $C = \dot{C}_{min}/\dot{C}_{max}$	Diferenţa medie logaritmicã de temperaturã
curgere încrucişatã nedivizatã şi cu o singurã trecere pe ambele circuite de curgere 	$\epsilon_t = 1 - e^{\frac{NTU^{0,22}}{C}\left[e^{(-C \cdot NTU^{0,78})} - 1\right]}$	$\Delta T_m = f(\Delta T_m)_{contracurent}$ *f* este un factor de corecţie funcţie de temperaturile intrare – ieşire ale celor doi agenţi termici.
curgere contracurent 	$\epsilon_t = \frac{1 - exp[-NTU(1+C)]}{1 - C \cdot exp[-NTU(1+C)]}$	$\Delta T_m = \frac{\Delta T_{max} - \Delta T_{min}}{ln\frac{\Delta T_{max}}{\Delta T_{min}}}$
toate schimbãtoarele de cãldurã cu C = 0  $\dot{C}_{as}$ *este infinita*  $\dot{C}_{ap}$ *este infinita*	$\epsilon_t = 1 - exp(-NTU)$	$\Delta T_m = \frac{\Delta T_{max} - \Delta T_{min}}{ln\frac{\Delta T_{max}}{\Delta T_{min}}}$

Coeficientul de performanță energeticã ireversibilã al ciclului Carnot motor endoreversibil

Eficiența termicã ireversibilã (eficiența entropicã) a schimbãtoarelor de cãldurã în care se realizeazã contactul termic cu sursele externe. Numãrul de unitãți de transfer "entropic"

Vom reveni din nou ciclul endoreversibil Carnot (Novikov–Curzon–Ahlborn) care are douã schimbãtoare de cãldurã de suprafațã ce cupleazã termic agentul de lucru cu sursele externe de cãldurã, vezi figura 66.

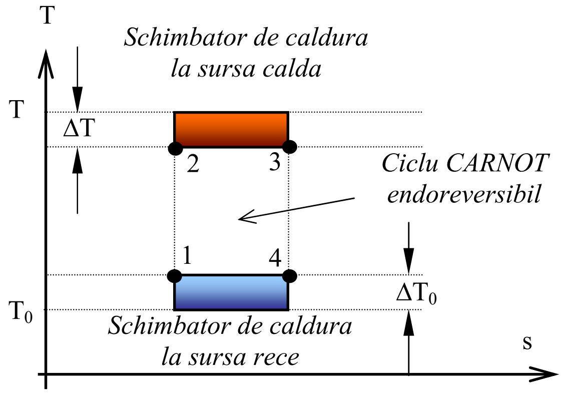


Fig. 66.

Schema relațiilor termice, prin schimbãtoare de cãldurã, pentru un ciclu Carnot endoreversibil

Pentru a obține eficiența termicã ireversibilã a a celor douã schimbãtoare de cãldurã de suprafațã prin care se realizeazã relațiile termice ale agentului de lucru cu sursele externe de cãldurã, vom introduce în primul rând conceptul de numãr de unitãți de transfer "entropic", NTUS, definit prin relațiile:

- la sursa caldã

$$NTUS = \frac{UA}{\dot{m}\Delta s_{q_{2-3}}} = \frac{UA}{\dot{m}\Delta s_q} = \frac{UA}{\dot{m}(s_3 - s_2)_{rev}}$$

- la sursa rece

$$NTUS_0 = \frac{U_0 A_0}{\dot{m}\left|\Delta s_{q_{4-1}}\right|} = \frac{U_0 A_0}{\dot{m}\left|\Delta s_{q_0}\right|} = \frac{U_0 A_0}{\dot{m}(s_4 - s_1)_{rev}}$$

Relația pentru *NTUS* este analoagã clasicului *NTU*. Diferența principalã constã în faptul cã în locul capacitãții termice minime, aferentã PIT şi folositã la definirea lui $NTU = \frac{UA}{(\dot{m}\bar{c}_p)_{min}} = \frac{UA}{\dot{C}_{min}}$, am ales "capacitatea entropicã" a agentului de lucru în relația termicã cu sursa externã: $(\dot{m}\Delta s_q)_{\substack{la\ sursa \\ calda}}$ şi $(\dot{m}|\Delta s_{q_0}|)_{\substack{la\ sursa \\ rece}}$, respectiv $NTUS$ şi $NTUS_0$.

În acest fel am legat variațiile de entropie reversibile ale agentului lucru de procesele de schimb de cãldurã cu sursele externe, care la rândul lor caracterizeazã de fapt relațiile termice reale cu sursele externe.

*Eficiența termicã ireversibilã ("entropicã") a schimbãtorului de cãldurã de la sursa caldã**

Ecuația de conservare a energiei este descrisã prin egalitãțile:

$$\dot{Q} \overset{\substack{legea \\ Newton}}{=} UA\Delta T \overset{PIT}{=} \dot{m}(T - \Delta T)\Delta s_q$$

Prin intermediul numãrului *NTUS* vom obține relația fluxului termic schimbat de agentul de lucru cu sursa caldã, în care se reunesc cele douã principii, *PIT* şi *PDT*:

$$\dot{Q} = \dot{m}(T - \Delta T)\Delta s_q = \dot{m}T\Delta s_q \frac{NTUS}{NTUS + 1}$$

în care am înlocuit $\Delta T = T\frac{1}{NTUS + 1}$ şi $T - \Delta T = T\frac{NTUS}{NTUS + 1}$

Eficiența termicã ireversibilã (eficiența entropicã) o vom defini, prin similaritate cu eficiența termicã clasicã, ca un raport între fluxul termic real primit de la sursa caldã şi fluxul termic maxim posibil de primit dacã $A \to \infty$

* pentru ciclurile endoreversibile, variațiile entropiei specifice sunt identice pentru ambele relații termice cu sursele externe, rece şi caldã, $|\Delta s_{q,0}| = \Delta s_q$

respectiv $NTUS \to \infty$:

$$\varepsilon_{irev} = \frac{\dot{Q}}{\left(\dot{Q}\right)_{NTUS\to\infty}} = \dot{m}T\Delta s_q \frac{NTUS}{NTUS+1}\left(\frac{1}{\dot{m}T\Delta s_q}\frac{NTUS+1}{NTUS}\right)_{NTUS\to\infty}$$

respectiv vom putea obține

$$\boxed{\varepsilon_{irev} = \frac{NTUS}{NTUS+1} < 1}$$

OBS.: În procesele cu schimb de căldură, variațiile de entropie sunt finite şi nu depind de suprafața de schimb termic. Ca urmare, am adoptat condiția simplificatoare a unor variații identice de entropie specifică pentru ambele fluxuri termice $\dot{Q}$ şi $\left(\dot{Q}\right)_{NTUS\to\infty}$. Am menținut influența suprafeței de schimb termic doar pentru diferența de temperatură agent de lucru – sursa caldă, ΔT.

În acest fel, putem relaționa fluxul termic real cu fluxul termic maxim posibil, prin intermediul eficienței termice ireversibile:

$$\boxed{\dot{Q} = \varepsilon_{irev}\dot{Q}_{NTUS\to\infty} = \varepsilon_{irev}\dot{Q}_{max} = \varepsilon_{irev}\dot{m}T\Delta s_q}$$

- Fluxul termic maxim $\dot{Q}_{max} = \dot{m}T\Delta s_q$ este fluxul termic ce ar putea fi primit de la sursa caldă pentru cazul unui transfer de căldură reversibil, la diferență elementară de temperatură, dT.
- $\varepsilon_{irev} < 1$ pentru un transfer de căldură real cauzat de diferența finită de temperatură $\Delta T \neq 0$, ex. $\dot{Q} < \dot{Q}_{max}$.

Eficiența termică ireversibilă (eficiența "entropică") a schimbătorului de căldură de la sursa rece

Similar cu drumul parcurs pentru determinarea eficienței termice ireversibile la sursa caldă, vom putea defini eficiența termică ireversibilă şi la sursa rece.

Ecuaţia de conservare a energiei, *PIT*:

$$\left|\dot{Q}_0\right| \overset{\substack{heat\ transfer \\ Newton's\ law}}{=} U_0 A_0 \Delta T_0 = \dot{m}\left(T_0 + \Delta T_0\right)\left|\Delta s_{q_0}\right|$$

Prin intermediul numărului $NTUS_0$ vom avea fluxul termic schimbat de agentul de lucru cu sursa rece, în care se reunesc *PIT* şi *PDT*:

$$\left|\dot{Q}_0\right| = \dot{m}\left(T_0 - \Delta T_0\right)\left|\Delta s_{q_0}\right| = \dot{m} T_0 \left|\Delta s_{q_0}\right| \frac{NTUS_0}{NTUS_0 - 1}$$

în care am înlocuit

$$\Delta T_0 = T_0 \frac{1}{NTUS_0 - 1} \text{ şi } T_0 - \Delta T_0 = T_0 \frac{NTUS_0}{NTUS_0 - 1}$$

Eficienţa termică ireversibilă (eficienţa entropică) o vom defini în aceeaşi manieră, ca un raport între fluxul termic real cedat sursei reci şi fluxul termic minim posibil de cedat dacă $A_0 \to \infty$ respectiv $NTUS_0 \to \infty$:

$$\varepsilon_{0,irev} = \frac{\left|\dot{Q}_0\right|}{\left(\left|\dot{Q}_0\right|\right)_{NTUS_0 \to \infty}} = \dot{m} T_0 \left|\Delta s_{q_0}\right| \frac{NTUS_0}{NTUS_0 - 1} \left(\frac{1}{\dot{m} T_0 \left|\Delta s_{q_0}\right|} \frac{NTUS_0 - 1}{NTUS_0} \right)_{NTUS_0 \to \infty}$$

respectiv vom putea obţine

$$\boxed{\varepsilon_{0,irev} = \frac{NTUS_0}{NTUS_0 - 1} > 1}$$

Aceeaşi observaţie: În procesele cu schimb de căldură, variaţiile de entropie sunt finite şi nu depind de suprafaţa de schimb termic. Ca urmare, am adoptat condiţia simplificatoare a unor variaţii identice de entropie specifică pentru ambele fluxuri termice $\dot{Q}_0$ *şi* $\left(\dot{Q}_0\right)_{NTUS \to \infty}$. *Am menţinut influenţa suprafeţei de schimb termic doar pentru diferenţa de temperatură agent de lucru – sursa caldă,* ΔT_0.

Putem relaţiona acum fluxul termic real cu fluxul termic minim

posibil, prin intermediul eficienței termice ireversibile:

$$\left|\dot{Q}_0\right| = \varepsilon_{0,irev}\left(\left|\dot{Q}_0\right|\right)_{NTUS_0 \to \infty} = \varepsilon_{0,irev}\left|\dot{Q}_{min}\right| = \varepsilon_{0,irev}\dot{m}T_0\left|\Delta s_{q_0}\right|$$

- Fluxul termic minim posibil $\left|\dot{Q}_{min}\right| = \dot{m}T_0\left|\Delta s_{q_0}\right|$ este fluxul termic ce ar putea fi cedat sursei reci pentru cazul unui transfer de cãldurã reversibil, la diferențã elementarã de temperaturã, dT_0.
- $\varepsilon_{0,irev} > 1$ pentru un transfer de cãldurã real cauzat de diferența finitã de temperaturã $\Delta T_0 \neq 0$, ex. $\left|\dot{Q}_0\right| > \left|\dot{Q}_{min}\right|$.

Figura 67 aratã grafic care este drumul spre reversibilitate în relațiile termice cu sursele externe.

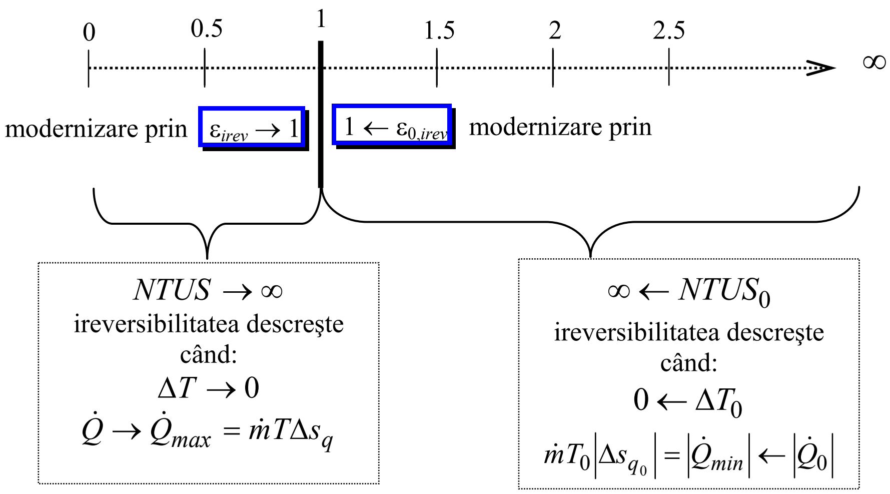


Fig. 67. Corelația $NTUS$ (ε_{irev}), $NTUS_0$ ($\varepsilon_{0,irev}$) – ireversibilitatea externã, pentru un ciclu Carnot endoreversibil motor

Modalitãtile de definire a eficiențelor termice ireversibile ale schimbãtoarelor de cãldurã situate la cele douã surse externe, pot fi extinse şi la ciclurile reale, non-Carnot. La ciclurile reale trebuie doar corelate

temperaturile termodinamice medii ale proceselor neadiabatice în contact direct cu sursele externe cu diferențele medii logaritmice de temperatură caracteristice transferului de căldură din schimbătoare de cădură.

Coeficientul de performanță energetică ireversibilă

Prin exploatarea rezultatelor anterioare vom avea:

- ✓ puterea produsă

$$P = \dot{Q} - \left|\dot{Q}_0\right| = \dot{Q}\left(1 - \frac{\left|\dot{Q}_0\right|}{\dot{Q}}\right) = \dot{Q}_{max}\varepsilon_{irev}\left(1 - \frac{\left|\dot{Q}_{min}\right|}{\dot{Q}_{max}}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}}\right) =$$

$$= \dot{m}T\Delta s_q\varepsilon_{irev}\left(1 - \frac{T_0}{T}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}}\right) = \dot{m}T\Delta s_q\varepsilon_{irev}\left(1 - \frac{1}{\tau}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}}\right)$$

- ✓ randametul termic ireversibil (termodinamic)

$$\eta_{t,irev} = 1 - \frac{T_0}{T}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} = 1 - \frac{1}{\tau}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} = 1 - \frac{1}{\tau}N_{irev}^{extern}$$

- ✓ numărul ireversibilității externe

$$N_{irev}^{extern} = \frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} > 1$$

- ✓ randamentul exergetic

$$\eta_{ex} = \frac{1 - \frac{1}{\tau}N_{irev}^{extern}}{1 - 1/\tau}$$

În figurile 68 şi 69 este inclusă dependența $\frac{\boldsymbol{P}}{\dot{\boldsymbol{m}}\boldsymbol{T}\Delta\boldsymbol{s_q}} = \boldsymbol{\varepsilon_{irev}}\left(\mathbf{1} - \frac{\mathbf{1}}{\tau}\frac{\boldsymbol{\varepsilon_{0,irev}}}{\boldsymbol{\varepsilon_{irev}}}\right)$ pentru a putea face o comparație cu varianta Novikov–Curzon–Ahlborn.

Principala concluzie, puterea nu poate fi maximizată.

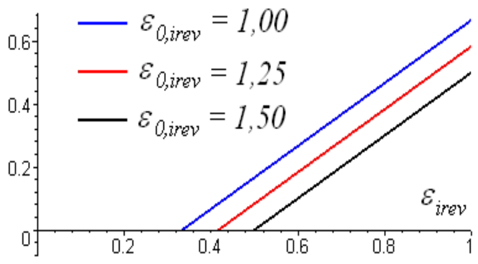


Fig. 68. $\tau = 3$

$$\frac{P}{\dot{m}T\Delta s_q} = \varepsilon_{irev}\left(1 - \frac{1}{\tau}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}}\right)$$

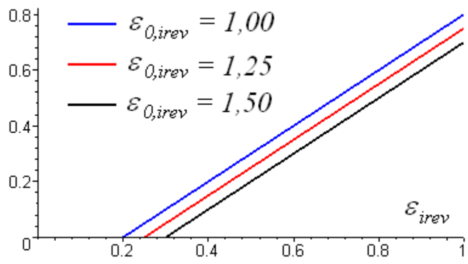


Fig. 69. $\tau = 5$

$$\frac{P}{\dot{m}T\Delta s_q} = \varepsilon_{irev}\left(1 - \frac{1}{\tau}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}}\right)$$

Următoarele figuri, 70 şi 71, ilustrează dependenţa $\eta_{t,irev}$–ε_{irev}–$\varepsilon_{0,irev}$–τ.

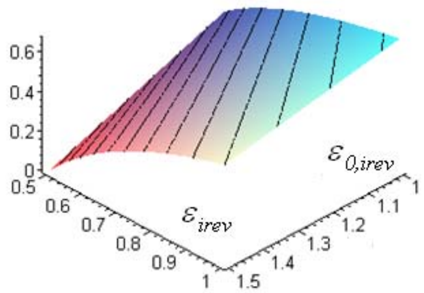


Fig. 70. τ = 3

$$\eta_{t,irev} = 1 - \frac{1}{\tau}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} = 1 - \frac{1}{\tau}N_{irev}^{extern}$$

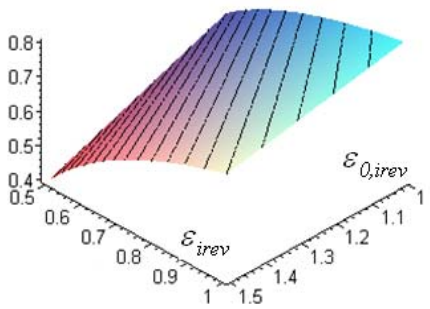


Fig. 71. τ = 5

$$\eta_{t,irev} = 1 - \frac{1}{\tau}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} = 1 - \frac{1}{\tau}N_{irev}^{extern}$$

Coeficientul de performanță energeticã ireversibilã al ciclului Carnot frigorific endoreversibil

Eficiența termicã ireversibilã (eficiența entropicã) a schimbãtoarelor de cãldurã în care se realizeazã contactul termic cu sursele externe. Numãrul de unitãți de transfer "entropic"

Vom considera acum ciclul frigorific endoreversibil Carnot care are douã schimbãtoare de cãldurã de suprafațã ce cupleazã termic agentul de lucru cu sursele externe de cãldurã, vezi figura 72.

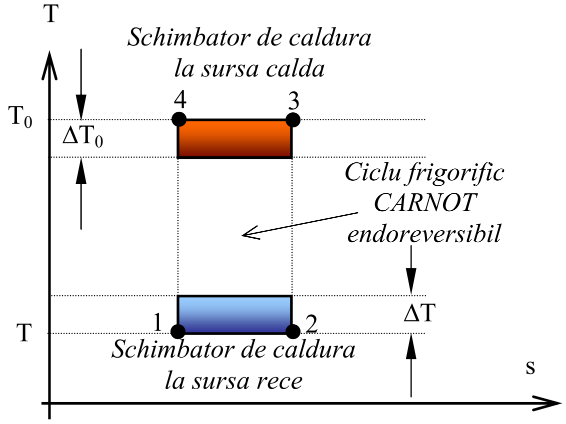


Fig. 72.

Schema relațiilor termice, prin schimbãtoare de cãldurã, pentru un ciclu frigorific Carnot endoreversibil

În acest caz, numãrul de unitãți de transfer "entropic", NTUS, este re-definit prin relațiile:

- la sursa caldã, mediul ambiant

$$NTUS_0 = \frac{U_0 A_0}{\dot{m}\left|\Delta s_{q_{3-4}}\right|} = \frac{U_0 A_0}{\dot{m}\left|\Delta s_{q_0}\right|} = \frac{U_0 A_0}{\dot{m}(s_4 - s_3)_{rev}}$$

- la sursa rece, incinta frigoricã

$$NTUS = \frac{UA}{\dot{m}\Delta s_{q_{1-2}}} = \frac{UA}{\dot{m}\Delta s_q} = \frac{UA}{\dot{m}(s_2 - s_1)_{rev}}$$

În acest fel am legat iar, variațiile de entropie reversibile ale agentului

lucru de procesele de schimb de cãldurã cu sursele externe, care la rândul lor caracterizeazã de fapt relațiile termice reale cu sursele externe.

*Eficiența termicã ireversibilã (eficiența "entropicã") a schimbãtorului de cãldurã de la sursa caldã – mediul ambiant**

Ecuația de conservare a energiei este descrisã prin egalitãțile:

$$\left|\dot{Q}_0\right| \overset{\substack{legea\\Newton}}{=} U_0 A_0 \Delta T_0 \overset{PIT}{=} \dot{m}\left(T_0+\Delta T_0\right)\left|\Delta s_{q_0}\right|$$

Prin intermediul numãrului $NTUS_0$ vom obține relația fluxului termic schimbat de agentul de lucru cu sursa caldã, în care se reunesc cele douã principii, *PIT* şi *PDT*:

$$\left|\dot{Q}_0\right| = \dot{m}\left(T_0+\Delta T_0\right)\left|\Delta s_{q_0}\right| = \dot{m}T_0\left|\Delta s_{q_0}\right|\frac{NTUS_0}{NTUS_0-1}$$

în care am înlocuit

$$\Delta T_0 = T_0\frac{1}{NTUS_0-1} \text{ şi } T_0+\Delta T_0 = T_0\frac{NTUS_0}{NTUS_0-1}$$

Eficiența termicã ireversibilã (eficiența entropicã) o vom re-defini iar, ca un raport între fluxul termic real cedat sursei calde şi fluxul termic minim posibil de cedat dacã $A \to \infty$ respectiv $NTUS_0 \to \infty$:

$$\varepsilon_{0,irev} = \frac{\left|\dot{Q}_0\right|}{\left(\left|\dot{Q}_0\right|\right)_{NTUS_0\to\infty}} = \dot{m}T_0\left|\Delta s_{q_0}\right|\frac{NTUS_0}{NTUS_0-1}\left(\frac{1}{\dot{m}T_0\left|\Delta s_{q_0}\right|}\frac{NTUS_0-1}{NTUS_0}\right)_{NTUS_0\to\infty}$$

respectiv vom putea obține

$$\boxed{\varepsilon_{0,irev} = \frac{NTUS_0}{NTUS_0-1} > 1}$$

* pentru cicluri endoreversibile, $\left|\Delta s_{q,0}\right| = \Delta s_q$

În acest fel, putem relaţiona fluxul termic real cu fluxul termic maxim posibil, prin intermediul eficienţei termice ireversibile:

$$\left|\dot{Q}_0\right| = \varepsilon_{0,irev}\left|\dot{Q}\right|_{NTUS_0 \to \infty} = \varepsilon_{0,irev}\left|\dot{Q}_{min}\right| = \varepsilon_{0,irev}\dot{m}T_0\left|\Delta s_{q_0}\right|$$

- Fluxul termic minim $\left|\dot{Q}_{min}\right| = \dot{m}T_0\left|\Delta s_{q_0}\right|$ este fluxul termic ce ar putea fi cedat sursei calde pentru cazul unui transfer de cãldurã reversibil, la diferenţã elementarã de temperaturã, dT_0.
- $\varepsilon_{0,irev} > 1$ pentru un transfer de cãldurã real cauzat de diferenţa finitã de temperaturã $\Delta T_0 \neq 0$, ex. $\left|\dot{Q}_0\right| > \left|\dot{Q}_{min}\right|$.

Eficienţa termicã ireversibilã (eficienţa "entropicã") a schimbãtorului de cãldurã de la sursa rece – incinta frigoroficã

Ecuaţia de conservare a energiei, *PIT*:

$$\dot{Q} \overset{\substack{legea\\Newton}}{=} UA\Delta T = \dot{m}(T - \Delta T)\Delta s_q$$

Prin intermediul numãrului *NTUS* vom avea fluxul termic schimbat de agentul de lucru cu sursa rece, în care se reunesc *PIT* şi *PDT*:

$$\dot{Q} = \dot{m}(T - \Delta T)\Delta s_q = \dot{m}T\Delta s_q \frac{NTUS}{NTUS + 1}$$

în care am înlocuit

$$\Delta T = T\frac{1}{NTUS + 1} \text{ şi } T - \Delta T = T\frac{NTUS}{NTUS + 1}$$

Eficienţa termicã ireversibilã (eficienţa entropicã) o vom defini în aceeaşi manierã, ca un raport între fluxul termic real primit de la sursa rece şi fluxul termic maxim posibil de primit dacã $A \to \infty$ respectiv $NTUS \to \infty$:

$$\varepsilon_{irev} = \frac{\dot{Q}}{\left(\dot{Q}\right)_{NTUS\to\infty}} = \dot{m}T\Delta s_q \frac{NTUS}{NTUS+1}\left(\frac{1}{\dot{m}T\Delta s_q}\frac{NTUS+1}{NTUS}\right)_{NTUS\to\infty}$$

respectiv vom putea obține

$$\boxed{\varepsilon_{irev} = \frac{NTUS}{NTUS+1} < 1}$$

Putem relaționa acum fluxul termic real cu fluxul termic minim posibil, prin intermediul eficienței termice ireversibile:

$$\boxed{\dot{Q} = \varepsilon_{irev}\left(\dot{Q}\right)_{NTUS\to\infty} = \varepsilon_{irev}\dot{Q}_{max} = \varepsilon_{irev}\dot{m}T\Delta s_q}$$

- Fluxul termic maxim posibil $\dot{Q}_{max} = \dot{m}T\Delta s_q$ este fluxul termic ce ar putea fi primit de la sursa rece pentru cazul unui transfer de cãldurã reversibil, la diferențã elementarã de temperaturã, *dT*.
- $\varepsilon_{irev} < 1$ pentru un transfer de cãldurã real cauzat de diferența finitã de temperaturã $\Delta T_0 \neq 0$, ex. $\dot{Q} < \dot{Q}_{max}$.

Deci drumul spre reversibilitate este descris prin urmãtoarele direcții:

$$(\varepsilon_{irev} < 1) \to 1 \text{ şi } 1 \leftarrow (\varepsilon_{0,irev} > 1)$$

Coeficientul de performanță energeticã ireversibilã

Prin exploatarea rezultatelor anterioare vom avea:

✓ puterea consumatã

$$|P| = \dot{Q}_0 - \dot{Q} = \dot{Q}\left(\frac{\dot{Q}_0}{\dot{Q}} - 1\right) = \dot{Q}_{max}\varepsilon_{irev}\left(\frac{\dot{Q}_{min}}{\dot{Q}_{max}}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1\right) =$$

$$= \dot{m}T\Delta s_q\varepsilon_{irev}\left(\frac{T_0}{T}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1\right) = \dot{m}T\Delta s_q\varepsilon_{irev}\left(\tau\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1\right) =$$

$$= \dot{m}T\Delta s_q \varepsilon_{irev} \frac{T}{T_0 \dfrac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1}$$

- ✓ eficiența frigorifică ireversibilă (termodinamică)

$$\varepsilon_{f,irev} = \frac{1}{\dfrac{T_0}{T}\dfrac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1} = \frac{1}{\tau\dfrac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1} = \frac{T}{T_0 N_{irev}^{extern} - 1}$$

- ✓ numărul ireversibilității externe

$$N_{irev}^{extern} = \frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} > 1$$

- ✓ randamentul exergetic

$$\eta_{ex} = \frac{\tau N_{irev}^{extern} - 1}{\tau - 1} = \frac{\dfrac{T}{T_0 N_{irev}^{extern} - 1}}{T/(T_0 - 1)}$$

În figurile 73 și 74 este inclusă dependența adimensională $\boldsymbol{\frac{|P|}{\dot{m}T\Delta s_q} = \varepsilon_{irev}\left(\tau\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1\right)}$. Următoarele figuri, 75 și 76, ilustrează dependența $\varepsilon_{f,irev}$–ε_{irev}–$\varepsilon_{0,irev}$–τ.

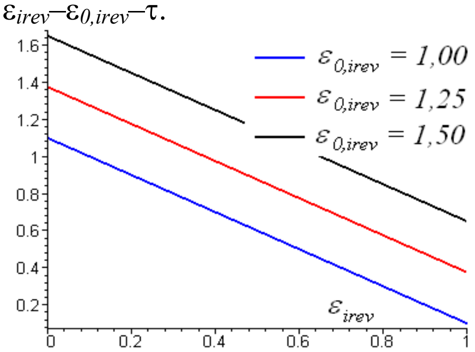


Fig. 74. $\tau = 1{,}1$

$$\frac{|P|}{\dot{m}T\Delta s_q} = \varepsilon_{irev}\left(\tau\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1\right)$$

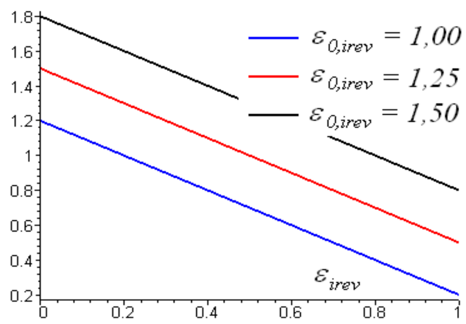


Fig. 75. $\tau = 1{,}2$

$$\frac{|P|}{\dot{m}T\Delta s_q} = \varepsilon_{irev}\left(\tau\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1\right)$$

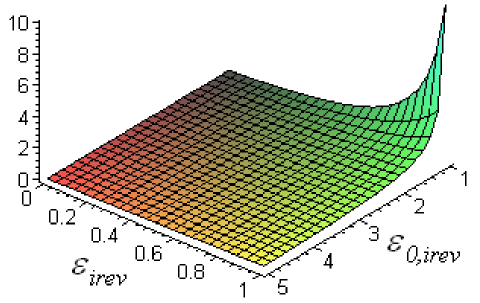


Fig. 76. τ = 1,1

$$\varepsilon_{f,irev} = \frac{1}{\tau\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1} = \frac{T}{T_0 N_{irev}^{extern} - 1}$$

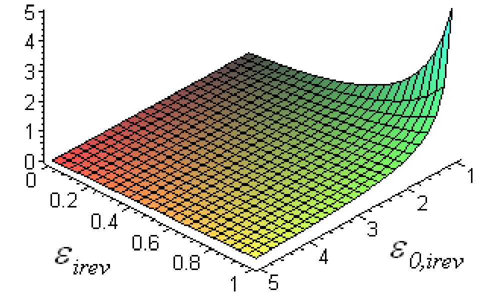


Fig. 77. τ = 1,2

$$\varepsilon_{f,irev} = \frac{1}{\tau\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1} = \frac{T}{T_0 N_{irev}^{extern} - 1}$$

Coeficientul de performanță energetică ireversibilă pentru cicluri non-Carnot endoreversibile

Eficiența termică ireversibilă a schimbătoarelor de căldură în care se realizează contactul termic cu sursele externe se va determina printr-o schemă logică identică ciclurilor Carnot endoreversibile, plecând de la numărul de unități de transfer "entropic" ale schimbătorului de căldură.

Numărul de unități de transfer entropic are aceleași relații de definiție, vezi figurile 78 (ciclu motor endoreversibil) și 79 (ciclu frigorific endoreversibil).

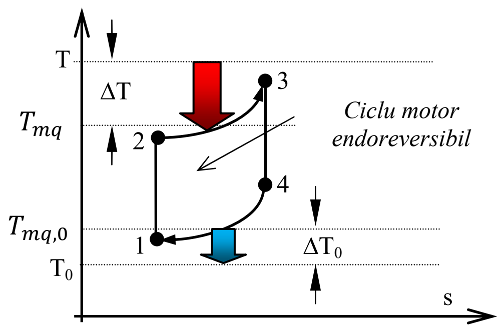


Fig. 78. Schema unui ciclu motor non-Carnot endoreversibil

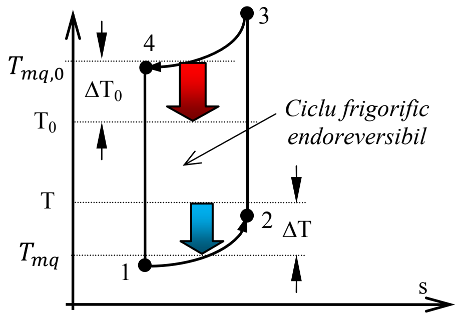


Fig. 79. Schema unui ciclu frigorific non-Carnot endoreversibil

Numãrul de unitãţi de transfer entropic[♣]

✓ sursa caldã, $T > T_0$

$$NTUS = \frac{UA}{\dot{m}(s_3 - s_2)} = \frac{UA}{\dot{m}\Delta s_q}$$

✓ sursa rece, T_0

$$NTUS_0 = \frac{U_0 A_0}{\dot{m}(s_4 - s_1)} = \frac{U_0 A_0}{\dot{m}\left|\Delta s_{q,0}\right|}$$

✓ sursa caldã, $T_0 > T$

$$NTUS_0 = \frac{U_0 A_0}{\dot{m}(s_3 - s_4)} = \frac{U_0 A_0}{\dot{m}\left|\Delta s_{q,0}\right|}$$

✓ sursa rece, T

$$NTUS = \frac{UA}{\dot{m}(s_2 - s_1)} = \frac{UA}{\dot{m}\Delta s_q}$$

Eficienţa termicã ireversibilã (entropicã) a schimbãtoarelor de cãldurã situate la cele douã surse termice externe va fi obţinutã prin acelaşi algoritm folosit la ciclurile Carnot endoreversibile. Etapele acestui algoritm sunt prezentate în paralel şi sunt incluse în tabelul de mai jos.

[♣] pentru cicluri endoreversibile, $\left|\Delta s_{q,0}\right| = \Delta s_q$

Eficiența termică ireversibilă ("entropică") a schimbătorului de căldură de la sursa caldă

motor
sursa caldă, $T > T_0$

- PIT + PDT +NTUS

$$\dot{Q} = UA\Delta T_m = UAC_{\Delta T}\left(T - T_{mq}\right) = \dot{m}T_{mq}\Delta s_q = \dot{m}T\Delta s_q \frac{C_{\Delta T}NTUS}{C_{\Delta T}NTUS+1}$$

unde

- U și A sunt coeficientul global de transfer termic și suprafața de schimb termic din schimbătorul de căldură situat la sursa caldă,
- ΔT_m este diferența medie logaritmică de temperatură sursa caldă – agent de lucru caracteristică procesului de transmitere a căldurii,
- T_{mq} este temperatura termodinamică medie a agentului de lucru în procesul neadiabatic 2–3
- $C_{\Delta T} = \frac{\Delta T_m}{T - T_{mq}}$ este un coeficient de corecție ce ține cont de faptul că ΔT_m nu este identică ca valoare cu diferența $\Delta T = \left(T - T_{mq}\right)$, $\left(C_{\Delta T} \to 1\right)_{NTUS \to 0}$

ciclu frigorific
sursa caldă, $T_0 > T$

- PIT + PDT + NTUS$_0$

$$\dot{Q}_0 = U_0A_0\Delta T_{m,0} = U_0A_0C_{\Delta T,0}\left(T_{mq,0} - T_0\right) = \dot{m}T_{mq,0}\left|\Delta s_{q,0}\right| = \dot{m}T_0\left|\Delta s_{q,0}\right| \frac{C_{\Delta T,0}NTUS_0}{C_{\Delta T,0}NTUS_0-1}$$

unde

- U_0 și A_0 sunt coeficientul global de transfer termic și suprafața de schimb termic din schimbătorul de căldură situat la sursa caldă,
- $\Delta T_{m,0}$ este diferența medie logaritmică de temperatură agent de lucru – sursa caldă caracteristică procesului de transmitere a căldurii,
- $T_{mq,0}$ este temperatura termodinamică medie a agentului de lucru în procesul neadiabatic 3 – 4,
- $C_{\Delta T,0} = \frac{\Delta T_{m,0}}{T_{mq,0} - T_0}$ este un coeficient de corecție ce ține cont de faptul că $\Delta T_{m,0}$ nu este identică ca valoare cu diferența $\Delta T_0 = \left(T_{mq,0} - T_0\right)$, $\left(C_{\Delta T,0} \to 1\right)_{NTUS_0 \to 0}$

Relațiile eficienței termice ireversibile ("entropice") la sursa caldă

$$\varepsilon_{irev} = \frac{\dot{Q}}{\left(\dot{Q}\right)_{NTUS\to\infty}} = \frac{\dot{m}T\Delta s_q \frac{C_{\Delta T}NTUS}{C_{\Delta T}NTUS+1}}{\left(\dot{m}T\Delta s_q \frac{C_{\Delta T}NTUS}{C_{\Delta T}NTUS+1}\right)^{C_{\Delta T}\to 1}_{NTUS\to\infty}} = \frac{C_{\Delta T}NTUS}{C_{\Delta T}NTUS+1} < 1$$

$$\varepsilon_{0,irev} = \frac{\dot{Q}_0}{\left(\dot{Q}_0\right)_{NTUS_0\to\infty}} = \frac{\dot{m}T_0\left|\Delta s_{q,0}\right| \frac{C_{\Delta T,0}NTUS_0}{C_{\Delta T,0}NTUS_0-1}}{\left(\dot{m}T_0\left|\Delta s_{q,0}\right| \frac{C_{\Delta T,0}NTUS_0}{C_{\Delta T,0}NTUS_0-1}\right)^{C_{\Delta T,0}\to 1}_{NTUS_0\to\infty}} = \frac{C_{\Delta T,0}NTUS_0}{C_{\Delta T,0}NTUS_0-1} > 1$$

$\Rightarrow \dot{Q} = \dot{m}T\Delta s_q \varepsilon_{irev} = \varepsilon_{irev}\dot{Q}_{max} < \dot{Q}_{max}$

– Fluxul termic maxim $\dot{Q}_{max} = \dot{m}T\Delta s_q$ este ar putea fi primit de la sursa caldã pentru un transfer de cãldurã reversibil la diferențã elementarã de temperaturã, dT.

– $\varepsilon_{irev} < 1$ pentru un transfer de cãldurã real la diferența finitã de temperaturã $\Delta T \neq 0$.

$\Rightarrow \dot{Q}_0 = \dot{m}T_0|\Delta s_{q,0}|\varepsilon_{0,irev} = \varepsilon_{0,irev}\dot{Q}_{min} > \dot{Q}_{min}$

– Fluxul termic minim $\dot{Q}_{min} = \dot{m}T_0|\Delta s_{q,0}|$ ar putea fi cedat sursei calde pentru un transfer de cãldurã reversibil la diferențã elementarã de temperaturã, dT_0.

– $\varepsilon_{0,irev} > 1$ pentru un transfer de cãldurã real la diferența finitã de temperaturã $\Delta T_0 \neq 0$

OBS.: În procesele cu schimb de cãldurã, variațiile de entropie sunt finite și nu depind de suprafața de schimb termic. Ca urmare, am adoptat condiția simplificatoare a unor variații identice de entropie specificã pentru ambele fluxuri termice. Am menținut influența suprafeței de schimb termic doar pentru diferența de temperaturã agent de lucru – sursa caldã, (ΔT, ΔT_0).

Eficiența termicã ireversibilã ("entropicã") a schimbãtorului de cãldurã de la sursa rece

motor
sursa rece, T_0

- PIT + PDT +NTUS$_0$

$$\dot{Q}_0 = U_0A_0\Delta T_{m,0} = U_0A_0C_{\Delta T,0}\left(T_{mq,0} - T_0\right) = \dot{m}T_{mq,0}\left|\Delta s_{q,0}\right| = \dot{m}T_0\left|\Delta s_{q,0}\right|\frac{C_{\Delta T,0}NTUS_0}{C_{\Delta T,0}NTUS_0 - 1}$$

unde

– U_0 și A_0 sunt coeficientul global de transfer termic și suprafața de schimb termic din schimbãtorul de cãldurã situat la sursa rece,

– $\Delta T_{m,0}$ este diferența medie logaritmicã de temperaturã agent de lucru – sursa rece caracteristicã procesului de transmitere a cãldurii,

– $T_{mq,0}$ este temperatura termodinamicã medie a agentului de lucru în procesul neadiabatic 4–1,

– $C_{\Delta T,0} = \frac{\Delta T_{m,0}}{T_{mq,0} - T_0}$ este un coeficient de corecție ce ține cont de faptul cã $\Delta T_{m,0}$ nu este identicã ca valoare cu diferența $\Delta T_0 = \left(T_{mq,0} - T_0\right)$, $\left(C_{\Delta T,0} \to 1\right)_{NTUS_0 \to 0}$.

ciclu frigorific
sursa rece, T

- PIT + PDT + NTUS

$$\dot{Q} = UA\Delta T_m = UAC_{\Delta T}\left(T - T_{mq}\right) = \dot{m}T_{mq}\Delta s_q = \dot{m}T\Delta s_q\frac{C_{\Delta T}NTUS}{C_{\Delta T}NTUS + 1}$$

unde

– U și A sunt coeficientul global de transfer termic și suprafața de schimb termic din schimbãtorul de cãldurã situat la sursa caldã,

– ΔT_m este diferența medie logaritmicã de temperaturã sursa rece – agent de lucru caracteristicã procesului de transmitere a cãldurii,

– T_{mq} este temperatura termodinamicã medie a agentului de lucru, în procesul neadiabatic 1 – 2,

– $C_{\Delta T} = \frac{\Delta T_m}{T_{mq} - T}$ este un coeficient de corecție ce ține cont de faptul cã ΔT_m nu este identicã ca valoare cu diferența $\Delta T = \left(T - T_{mq}\right)$, $\left(C_{\Delta T} \to 1\right)_{NTUS \to 0}$

Relațiile eficienței termice ireversibile ("entropice") la sursa rece

$$\varepsilon_{0,irev} = \frac{\dot{Q}_0}{(\dot{Q}_0)_{NTUS_0\to\infty}} = \frac{\dot{m}T_0|\Delta s_{q,0}|\frac{C_{\Delta T,0}NTUS_0}{C_{\Delta T,0}NTUS_0-1}}{\left(\dot{m}T_0|\Delta s_{q,0}|\frac{C_{\Delta T,0}NTUS_0}{C_{\Delta T,0}NTUS_0-1}\right)^{C_{\Delta T,0}\to 1}_{NTUS_0\to\infty}} = \frac{C_{\Delta T,0}NTUS_0}{C_{\Delta T,0}NTUS_0-1} > 1$$

$\Rightarrow \dot{Q}_0 = \dot{m}T_0|\Delta s_{q,0}|\varepsilon_{0,irev} = \varepsilon_{0,irev}\dot{Q}_{min} > \dot{Q}_{min}$

– Fluxul termic minim $\dot{Q}_{min} = \dot{m}T_0|\Delta s_{q,0}|$ ar putea fi cedat sursei reci pentru cazul unui transfer de cãldurã reversibil, la diferențã elementarã de temperaturã, dT_0.

– $\varepsilon_{0,irev} > 1$ pentru un transfer de cãldurã real la diferența finitã de temperaturã $\Delta T_0 \neq 0$

$$\varepsilon_{irev} = \frac{\dot{Q}}{(\dot{Q})_{NTUS\to\infty}} = \frac{\dot{m}T\Delta s_q\frac{C_{\Delta T}NTUS}{C_{\Delta T}NTUS+1}}{\left(\dot{m}T\Delta s_q\frac{C_{\Delta T}NTUS}{C_{\Delta T}NTUS+1}\right)^{C_{\Delta T}\to 1}_{NTUS\to\infty}} = \frac{C_{\Delta T}NTUS}{C_{\Delta T}NTUS+1} < 1$$

$\Rightarrow \dot{Q} = \dot{m}T\Delta s_q\varepsilon_{irev} = \varepsilon_{irev}\dot{Q}_{max} < \dot{Q}_{max}$

– Fluxul termic maxim $\dot{Q}_{max} = \dot{m}T\Delta s_q$ ar putea fi primit de la sursa rece pentru cazul unui transfer de cãldurã reversibil, la diferențã elementarã de temperaturã, dT.

– $\varepsilon_{irev} < 1$ pentru un transfer de cãldurã real la diferența finitã de temperaturã $\Delta T \neq 0$.

OBS.: În procesele cu schimb de cãldurã, variațiile de entropie sunt finite şi nu depind de suprafața de schimb termic. Ca urmare, am adoptat condiția simplificatoare a unor variații identice de entropie specificã pentru ambele fluxuri termice. Am menținut influența suprafeței de schimb termic doar pentru diferența de temperaturã agent de lucru – sursa caldã, (ΔT, ΔT₀).

Coeficientul de performanțã energeticã ireversibilã
(*coeficientul de performanțã termodinamicã*)
Rezultate

✓ puterea produsã

$$P = \dot{Q} - \dot{Q}_0 = \dot{Q}\left(1 - \frac{\dot{Q}_0}{\dot{Q}}\right) = \dot{Q}_{max}\varepsilon_{irev}\left(1 - \frac{T_0}{T}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}}\right) = \dot{m}T\Delta s_q\varepsilon_{irev}\left(1 - \frac{1}{\tau}N_{irev}^{extern}\right)$$

✓ randamentul termic ireversibil

$$\eta_{t,irev} = 1 - \frac{1}{\tau}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} = 1 - \frac{1}{\tau}N_{irev}^{extern}$$

✓ puterea consumatã

$$|P| = \dot{Q}_0 - \dot{Q} = \dot{Q}\left(\frac{\dot{Q}_0}{\dot{Q}} - 1\right) = \dot{Q}_{max}\varepsilon_{irev}\left(\frac{T_0}{T}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1\right) = \dot{m}T\Delta s_q\varepsilon_{irev}\left(\tau N_{irev}^{extern} - 1\right)$$

✓ eficiența frigorificã ireversibilã

$$\varepsilon_{f,irev} = \frac{1}{\tau\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} - 1} = \frac{T}{T_0 N_{irev}^{extern} - 1}$$

✓ numărul ireversibilității externe

$$N_{irev}^{extern} = \frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} > 1$$

✓ randamentul exergetic

$$\eta_{ex} = \frac{1 - \frac{1}{\tau} N_{irev}^{extern}}{1 - 1/\tau} < 1$$

✓ randamentul exergetic

$$\eta_{ex} = \frac{\tau N_{irev}^{extern} - 1}{\tau - 1} = \frac{\frac{T}{T_0} N_{irev}^{extern} - 1}{\frac{T}{T_0} - 1} < 1$$

Evaluarea ireversibilității interne a ciclurilor reale

Cicluri motoare ireversibile

În figura 80 este redată schema unui ciclu motor real, ireversibil intern. Ireversibilitatea fiecărui proces simplu din ciclu va fi determinată prin comparație cu procesul omolog reversibil.

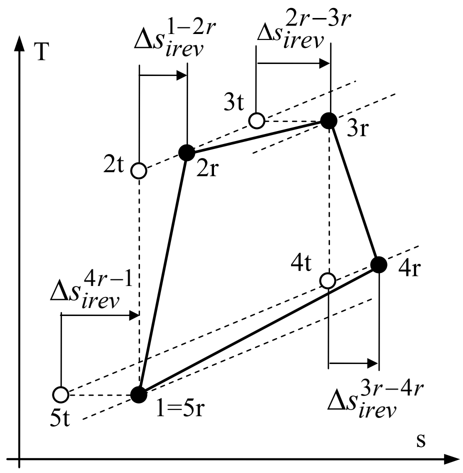


Fig. 80.

Schema unui ciclu motor real, ireversibil intern, diagrama $T - s$

Procesele reale succesive din care este constituit ciclul real sunt:

– 1 – 2r comprimare adiabatică ireversibilă,

- 2r – 3r proces real de încãlzire (ex. izobar, izocor, politropic) pânã la entalpia (temperatura) maximã pe ciclu, se consumã cãldurã de la sursa caldã,
- 3r – 4r destindere adiabaticã ireversibilã,
- 4r – 1 proces real de rãcire (ex. izobar, izocor, politropic) pânã la entalpia (temperatura) minimã pe ciclu, se cedeazã sursei reci cãldura deşeu din ciclu.

Procesele reversibile omoloage proceselor reale sunt:

- 1 – 2t comprimare adiabaticã reversibilã cu acelaşi raport de comprimare ca şi în adiabatica 1 – 2r,
- 2r – 3t proces reversibil de încãlzire pânã la aceeaşi entalpie (temperaturã) maximã pe ciclu,
- 3r – 4t destindere adiabaticã reversibilã cu un raport de destindere egal cu cel din adiabatica 3r – 4r, dar mai mic decât cel posibil teoretic corespunzãtor unei destinderi pâna la presiunea stãrii iniţiale (1), apare o contrapresiune pentru a contrabalansa ireversibilitatea ulterioarã prin pierderile de presiune Δp_{fr},
- 4r – 5t proces reversibil de rãcire pânã la aceeaşi entalpie (temperaturã) minimã pe ciclu, ca în procesul 4r – 1.

Ireversibilitatea internã este caracterizatã prin generarea suplimentarã de entropie din procesele reale prin comparaţie cu procesele reversibile omoloage.

Global, generarea internã de entropie prin ireversibilitate afecteazã negativ relaţiile termice cu sursele externe.

Astfel, în procesul de “consumare” a cãldurii de la sursa caldã (energia motrice dintr-un ciclu motor) variaţia entropiei “motrice” a agentului de lucru (variaţia de entropie aferentã relaţiei termice cu sursa caldã) este cea din procesul reversibil 2r – 3t. Aceastã variaţie de entropie este mai micã decât cea care ar fi fost posibilã într-un ciclu reversibil, pe care preluarea cãldurii de la sursa caldã s-ar fi realizat prin procesul

reversibil 2t – 3t. Ireversibilitatea internã reduce deci, capacitatea entropicã a agentului de lucru din aceastã interacţiune energeticã şi ca urmare fluxul termic consumat de la sursa caldã se reduce (efect negativ analog cu o creştere a rezistenţei termice pe "circuitul de curgere" a cãldurii, de la sursa caldã la agentul de lucru).

Relaţia termicã de la sursa rece este deasemenea înrãutãţitã. În procesul de "evacuare" a cãldurii "deşeu" din ciclu, variaţia entropiei "deşeu" a agentului de lucru (variaţia de entropie aferentã relaţiei termice cu sursa rece) este cea din procesul reversibil 4r – 5t. Aceastã variaţie de entropie este de data aceasta mai mare decât cea care ar fi fost posibilã într-un ciclu reversibil. Ireversibilitatea internã creşte în consecinţã, capacitatea entropicã a agentului de lucru din aceastã interacţiune energeticã şi ca urmare fluxul termic "deşeu" creşte (efect negativ analog cu o micşorare a rezistenţei termice pe "circuitul de pierdere" a cãldurii, de la agentul de lucru la sursa rece). Ireversibilitatea internã închide "uşa" de acces a cãldurii motrice şi deschide "uşa" pierderilor de cãdurã din ciclu. Pe ansamblu puterea produsã într-un ciclu motor ireversibil intern este diminuatã prin ireversibilitate (PIT).

În concluzie, variaţiile de entropie specificã ale agentului de lucru ce caracterizeazã relaţiile termice cu sursele externe sunt:

- variaţia entropiei specifice a agentului de lucru din relaţia termicã efectivã cu sursa caldã

$$\Delta s_q = s_{3t} - s_{2r}$$

- variaţia entropiei specifice a agentului de lucru din relaţia termicã efectivã cu sursa rece

$$\left|\Delta s_{q,0}\right| = s_{4r} - s_{5t} = \Delta s_q + \Delta s_{irev}^{1-2r} + \Delta s_{irev}^{2r-3r} + \Delta s_{irev}^{3r-4r} + \Delta s_{irev}^{4r-1} =$$

$$= \Delta s_q \left(1 + \frac{\left(\sum \Delta s_{irev}\right)_{int}}{\Delta s_q} \right) = \Delta s_q \cdot N_{irev,int}$$

în care am notat termenul $\left(1+\frac{\left(\sum \Delta s_{irev}\right)_{int}}{\Delta s_q}\right)=N_{irev,int}>1$, ce poate fi considerat un număr al ireversibilităţii interne; la ciclurile reversibile intern, acest număr are valoarea minimă, $N_{irev,int} = 1$.

Concluzie preliminară: generarea de entropie prin ireversibilitatea internă este "stocată" în variaţia de entropie a agentului de lucru din interacţiunea termică efectivă cu sursa rece.

Coeficientul de performanţă energetică ireversibilă
(*coeficientul de performanţă termodinamică*)

La cicluri motoare, coeficientul de performanţă energetică este randamentul termic şi are, pentru ciclul real considerat anterior, relaţia:

$$\eta_{t,irev}=\frac{\dot{W}_{t,irev}}{\dot{Q}_{2r-3t}}\overset{PIT}{=}1-\frac{\left|\dot{Q}_{4r-5t}\right|}{\dot{Q}_{2r-3t}}=1-\frac{\dot{m}\cdot T_{mq}^{4r-5t}\cdot\left|\Delta s_{q,0}\right|}{\dot{m}\cdot T_{mq}^{2r-3t}\cdot\Delta s_q}=$$

$$=1-\frac{T_{mq}^{4r-5t}}{T_{mq}^{2r-3t}}\frac{\Delta s_q\left(1+\frac{\left(\sum \Delta s_{irev}\right)_{int}}{\Delta s_q}\right)}{\Delta s_q}=1-\frac{T_{mq}^{4r-5t}}{T_{mq}^{2r-3t}}N_{irev,int}$$

unde T_{mq} este temperatura termodinamică medie, pentru procesele reversibile 4r – 5t şi 2r – 3t, reamintim că fluxurile termice reale schimbate cu sursele externe sunt echivalente cu fluxurile termice din aceste procese reversibile, efectul termic al ireversibilităţii se dezvoltă în paralel şi se regăseşte în energia dezordonată a agentului de lucru.

Prin valorificarea rezultatelor obţinute la analiza ireversibilităţii externe, putem să o cuantificăm acum, în plus, în relaţia randamentului termic ireversibil. Vom presupune că sursa caldă externă are temperatura $T > T_{3t} = T_{3r} > T_{mq}^{2r-3t}$, iar sursa rece are temperatura $T_0 < T_{5t} = T_1 < T_{mq}^{4r-5t}$.

Reamintim relațiile eficiențelor termice ireversibile (entropice) ale schimbãtoarelor de cãldurã de la cele douã surse externe:

$$\varepsilon_{irev} = \frac{C_{\Delta T} NTUS}{C_{\Delta T} NTUS + 1} = \frac{\dot{Q}_{2r-3t}}{(\dot{Q}_{2r-3t})_{NTUS \to \infty}} = \frac{\dot{m} T_{mq}^{2r-3t} \Delta s_q}{\dot{m} T \Delta s_q} = \frac{T_{mq}^{2r-3t}}{T} < 1$$

$$\varepsilon_{0,irev} = \frac{C_{\Delta T,0} NTUS_0}{C_{\Delta T,0} NTUS_0 - 1} = \frac{|\dot{Q}_{4r-5t}|}{|\dot{Q}_{4r-5t}|_{NTUS_0 \to \infty}} = \frac{\dot{m} T_{mq}^{4r-5t} |\Delta s_{q,0}|}{\dot{m} T_0 |\Delta s_{q,0}|} = \frac{T_{mq}^{4r-5t}}{T_0} > 1$$

unde $\left(\dot{Q}_{2r-3t}\right)_{NTUS \to \infty} = \dot{m} T \Delta s_q = \dot{Q}_{max}^{2r-3t}$ este fluxul termic maxim ce ar putea fi consumat de la sursa caldã dacã suprafatã de schimb termic *A* respectiv, *NTUS*, ar tinde spre infinit $\left(\dot{Q}_{2r-3t} < \dot{Q}_{max}^{2r\text{-}3t}\right)$, iar $\left|\dot{Q}_{4r-5t}\right|_{NTUS_0 \to \infty} = \dot{m} T_0 \left|\Delta s_{q,0}\right| = \dot{Q}_{min}^{4r\text{-}5t}$ este fluxul termic minim ce ar trebui cedat sursei reci dacã suprafața de schimb termic A_0 respectiv, $NTUS_0$, ar tinde spre infinit $\left(\left|\dot{Q}_{4r-5t}\right| > \dot{Q}_{min}^{4r\text{-}5t}\right)$.

Prin cumularea ireversibilitãții interne şi externe, randamentul termic ireversibil va include în mod vizibil evaluarea ireversibilitãții globale pentru sistemul termodinamic lãrgit ce include ciclul motor şi sursele externe. Ireversibilitatea este direct explicitatã doar prin cele douã numere $N_{irev,ext} > 1$ şi $N_{irev,int} > 1$:

$$\eta_{t,irev} = 1 - \frac{T_0}{T} \frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} N_{irev,int} = 1 - \frac{1}{\tau} N_{irev,ext} \cdot N_{irev,int} < 1 - \frac{1}{\tau}$$

Pentru orice ciclu ideal, ambele numere ale ireversibilitãții devin minime şi egale cu unitatea, iar randamentul termic este cel al ciclului motor Carnot reversibil.

Pentru ciclurile motoare ireversibile care nu au schimbãtoare de cãldurã pentru interacțiunile energetice cu sursele externe (ex.: un turbomotor cu gaz la care sursa caldã este simulatã prin procesul de ardere iar, gazele de ardere evacuate din motor se rãcesc direct în mediul ambiant), se poate considera cã:

– sursa caldã simulatã prin ardere are temperatura maximã pe ciclu, $T = T_{3t} = T_{3r}$,
– iar, sursa rece are temperatura minimã pe ciclu $T_0 = T_{5t} = T_1$.

În aceste situații, numãrul ireversibilitãții externe trebuie “re-asamblat” prin urmãtoarea simulare a interacțiunilor termice cu cele douã surse externe, sursa caldã, fictivã, are temperatura constantã şi egalã cu cea maximã pe ciclu, şi sursa rece este mediul ambiant cu o temperaturã constantã şi egalã cu cea minimã de pe ciclu. Eficiențele termice ireversibile aferente relațiilor termice externe se vor redefini prin intermediul temperaturilor termodinamice medii ale agentului de lucru şi ale surselor termice externe, astfel:

$$\varepsilon_{irev} = \frac{\dot{Q}_{2r-3t}}{\dot{Q}_{max}} = \frac{\dot{m}T_{mq}^{2r-3t}\Delta s_q}{\dot{m}T\Delta s_q} = \frac{T_{mq}^{2r-3t}}{T} < 1 \text{ şi}$$

$$\varepsilon_{0,irev} = \frac{|\dot{Q}_{4r-5t}|}{\dot{Q}_{min}} = \frac{\dot{m}T_{mq}^{4r-5t}|\Delta s_{q,0}|}{\dot{m}T_0|\Delta s_{q,0}|} = \frac{T_{mq}^{4r-5t}}{T_0} > 1$$

unde $\dot{Q}_{max} = \dot{m}T\Delta s_q$ este fluxul termic maxim ce ar putea fi consumat de la sursa caldã dacã procesul neadiabatic 2r – 3t ar fi înlocuit cu un proces izotermic la temperatura T $\left(\dot{Q}_{2r-3t} < \dot{Q}_{max}\right)$, iar $\left|\dot{Q}_{min}\right| = \dot{m}T_0\left|\Delta s_{q,0}\right|$ este fluxul termic minim ce ar trebui cedat sursei reci dacã procesul neadiabatic 4r – 5t ar fi înlocuit cu un proces izotermic la temperatura T_0 $\left(\left|\dot{Q}_{4r-5t}\right| > \dot{Q}_{min}\right)$.

Prin cumularea ireversibilitãții interne şi externe şi pentru aceste situații, randamentul termic ireversibil rãmâne formal neschimbat:

$$\eta_{t,irev} = 1 - \frac{T_0}{T}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}}N_{irev,int} = 1 - \frac{1}{\tau}N_{irev,ext}\cdot N_{irev,int} < 1 - \frac{1}{\tau}$$

Cicluri motoare ireversibile, cu regenerea internã a cãldurii

În figura 81 este prezenttatã schema unui ciclu real cu regenerarea internã a cãldurii. Ireversibilitatea fiecãrui proces simplu din ciclu va fi determinatã prin comparaţie cu procesul omolog reversibil.

Procesele reale succesive din care este constituit ciclul real sunt:

- 1 – 2r comprimare adiabaticã ireversibilã,
- 2r – 3r proces real de încãlzire prin regenerarea internã a cãldurii pe ciclu, se consumã cãldura din procesul de rãcire 5r – 6r,
- 3r – 4r proces real de încãlzire pânã la entalpia (temperatura) maximã pe ciclu, se consumã cãldurã de la sursa caldã,
- 4r – 5r destindere adiabaticã ireversibilã,
- 5r – 6r proces real de rãcire pentru realizarea regenerãrii interne a cãldurii, este cuplat termic cu procesul 2r – 3r,
- 6r – 1 proces real de rãcire pânã la entalpia (temperatura) minimã pe ciclu, se evacueazã caldura deşeu din ciclu cãtre sursa rece.

Procesele reversibile omoloage proceselor reale sunt:

- 1 – 2t comprimare adiabaticã reversibilã cu acelaşi raport de comprimare ca şi în adiabatica 1 – 2r,
- 2r – 3t proces reversibil de încãlzire, corespunde regenerãrii reale, respectiv fluxul termic regenerat este egal cu cel primit în acest proces reversibil,
- 3r – 4t proces reversibil de încãlzire pânã la entalpia (temperatura) maximã pe ciclu, ca şi în procesul 3r – 4r,
- 4r – 5t destindere adiabaticã reversibilã cu un raport de destindere egal cu cel din adiabatica 4r – 5r, dar mai mic decât cel posibil teoretic corespunzãtor unei destinderi pâna la presiunea stãrii iniţiale (1), apare o contrapresiune pentru a contrabalansa ireversibilitatea ulterioarã prin pierderile de presiune Δp_{fr},
- 5r – 6t proces reversibil de rãcire, corespunde regenerãrii reale, respectiv

fluxul termic regenerat este egal cu cel cedat din acest proces reversibil,

– 6r – 7t proces reversibil de răcire până la entalpia (temperatura) minimă pe ciclu, cea stării inițiale (1).

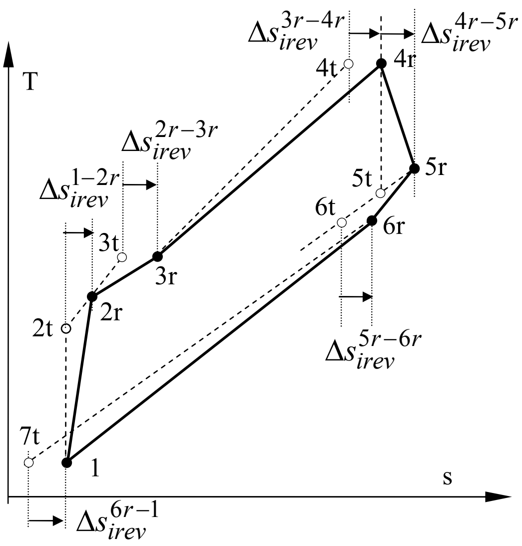


Fig. 81.
Schema unui ciclu motor real cu regenerarea internă a căldurii, diagrama $T-s$

Ireversibilitatea internă este caracterizată prin generarea suplimentară de entropie din procesele reale prin comparație cu procesele reversibile omoloage. Global, generarea internă de entropie prin ireversibilitate afectează negativ relațiile termice cu sursele externe.

Astfel, în procesul de "consumare" a căldurii de la sursa caldă (energia motrice dintr-un ciclu motor) variația entropiei "motrice" a agentului de lucru (variația de entropie aferentă relației termice cu sursa caldă) este cea din procesul reversibil 3r – 4t. Această variație de entropie este mai mică decât cea care ar fi fost posibilă într-un ciclu reversibil, pe care preluarea căldurii de la sursa caldă s-ar fi realizat prin procesul reversibil 3t – 4t. Ireversibilitatea internă reduce capacitatea entropică a agentului de lucru din această interacțiune energetică şi ca urmare fluxul termic consumat de la sursa caldă se reduce.

Relația termică de la sursa rece este deasemenea înrăutățită. În procesul de evacuare a căldurii "deşeu" din ciclu, variația entropiei "deşeu" a agentului de lucru (variația de entropie aferentă relației termice cu sursa rece) este cea din procesul reversibil 6r – 7t. Această variație de entropie este de data aceasta mai mare decât cea care ar fi fost posibilă într-un ciclu reversibil. Ireversibilitatea internă crește în consecință, capacitatea entropică a agentului de lucru din această interacțiune energetică şi ca urmare fluxul termic "deşeu" crește.

Aceeaşi concluzie logică, ireversibilitatea internă închide "uşa" de acces a căldurii motrice şi deschide "uşa" pierderilor de cădură din ciclu.

Variațiile de entropie specifică ale agentului de lucru ce caracterizează relațiile termice cu sursele externe sunt:

- variația entropiei specifice a agentului de lucru din relația termică efectivă cu sursa caldă

$$\Delta s_q = s_{4t} - s_{3r}$$

- variațiile de entropie specifică din procesele cuplate termic intern prin regenerarea căldurii

$$\dot{m}T_{mq}^{2r-3t}(s_{3t} - s_{2r}) = \dot{m}T_{mq}^{2r-3t}\Delta s_{q,reg}^{2r-3t} \underbrace{=}_{PIT} \dot{m}T_{mq}^{5r-6t}(s_{5r} - s_{6t}) =$$

$$\dot{m}T_{mq}^{5r-6t}\left|\Delta s_{q,reg}^{5r-6t}\right| \Rightarrow \left|\Delta s_{q,reg}^{5r-6t}\right| = \Delta s_{q,reg}^{2r-3t}\frac{T_{mq}^{2r-3t}}{T_{mq}^{5r-6t}}$$

- variația entropiei specifice a agentului de lucru din relația termică efectivă cu sursa rece

$$\left|\Delta s_{q,0}\right| = s_{6r} - s_{7t} = \Delta s_q + \Delta s_{irev}^{1-2r} + \Delta s_{q,reg}^{2r-3t} + \Delta s_{irev}^{2r-3r} + \Delta s_{irev}^{3r-4r} + \Delta s_{irev}^{4r-5r} - \left|\Delta s_{q,reg}^{5r-6t}\right| +$$
$$+ \Delta s_{irr}^{5r-6r} + \Delta s_{irev}^{6r-1} = \Delta s_q + \Delta s_{irev}^{1-2r} + \Delta s_{q,reg}^{2r-3t} + \Delta s_{irev}^{3r-4r} + \Delta s_{irev}^{4r-5r} + \Delta s_{irr}^{5r-6r} + \Delta s_{irev}^{6r-1} +$$
$$+ \Delta s_{q,reg}^{2r-3t}\left(1 - \frac{T_{mq}^{2r-3t}}{T_{mq}^{5r-6t}}\right) = \Delta s_q \left[1 + \frac{\left(\sum \Delta s_{irev}\right)_{int} + \Delta s_{q,reg}^{2r-3t}\left(1 - \frac{T_{mq}^{2r-3t}}{T_{mq}^{5r-6t}}\right)}{\Delta s_q}\right] = \Delta s_q \cdot N_{irev,int}$$

în care am notat termenul

$$\left[1 + \frac{\left(\sum \Delta s_{irev}\right)_{int} + \Delta s_{q,reg}^{2r-3t}\left(1 - \frac{T_{mq}^{2r-3t}}{T_{mq}^{5r-6t}}\right)}{\Delta s_q}\right] = N_{irev,int} > 1$$

ce poate fi considerat un numãr al ireversibilitãții interne pentru ciclurile motoare cu regenerarea internã a cãldurii, la ciclurile reversibile intern, acest numãr are valoarea minimã, $N_{irev,int} = 1$.

Concluzie preliminarã: generarea de entropie prin ireversibilitatea internã este "stocatã" în variația de entropie a agentului de lucru din interacțiunea termicã efectivã cu sursa rece.

Coeficientul de performanțã energeticã ireversibilã
(*coeficientul de performanțã termodinamicã*)

Şi la ciclurile motoare cu regenerarea internã a cãldurii, coeficientul de performanțã energeticã este randamentul termic şi are, pentru ciclul real considerat anterior, relația:

$$\eta_{t,irev} = \frac{\dot{W}_{t,irev}}{\dot{Q}_{3r-4t}} \overset{PIT}{=} 1 - \frac{\left|\dot{Q}_{6r-7t}\right|}{\dot{Q}_{3r-4t}} = 1 - \frac{\dot{m} \cdot T_{mq}^{6r-7t} \cdot \left|\Delta s_{q,0}\right|}{\dot{m} \cdot T_{mq}^{3r-4t} \cdot \Delta s_q} =$$

$$=1-\frac{T_{mq}^{6r-7t}}{T_{mq}^{3r-4t}}\left[1+\frac{\left(\sum \Delta s_{irev}\right)_{int}+\Delta s_{q,reg}^{2r-3t}\left(1-\frac{T_{mq}^{2r-3t}}{T_{mq}^{5r-6t}}\right)}{\Delta s_q}\right]=1-\frac{T_{mq}^{6r-7t}}{T_{mq}^{3r-4t}}N_{irev,int}$$

unde T_{mq} este temperatura termodinamică medie, pentru procesele reversibile 6r – 7t şi 3r – 4t, reamintim că fluxurile termice reale schimbate cu sursele externe sunt echivalente cu fluxurile termice din aceste procese reversibile, efectul termic al ireversibilității se dezvoltă în paralel şi se regăseşte în energia dezordonată a agentului de lucru.

Prin valorificarea rezultatelor obținute la analiza ireversibilității externe, putem să o cuantificăm acum, în plus, în relația randamentului termic ireversibil.

Vom presupune că sursa caldă externă are temperatura $T > T_{4t} = T_{4r} > T_{mq}^{3r-4t}$, iar sursa rece are temperatura $T_0 < T_{7t} = T_1 < T_{mq}^{6r-7t}$. Reamintim relațiile eficiențelor termice ireversibile (entropice) ale schimbătoarelor de căldură de la cele două surse externe:

$$\varepsilon_{irev}=\frac{C_{\Delta T}NTUS}{C_{\Delta T}NTUS+1}=\frac{\dot{Q}_{3r-4t}}{(\dot{Q}_{3r-4t})_{NTUS\to\infty}}=\frac{\dot{m}T_{mq}^{3r-4t}\Delta s_q}{\dot{m}T\Delta s_q}=\frac{T_{mq}^{3r-4t}}{T}<1$$

$$\varepsilon_{0,irev}=\frac{C_{\Delta T,0}NTUS_0}{C_{\Delta T,0}NTUS_0-1}=\frac{\left|\dot{Q}_{6r-7t}\right|}{\left|\dot{Q}_{6r-7t}\right|_{NTUS_0\to\infty}}=\frac{\dot{m}T_{mq}^{6r-7t}\left|\Delta s_{q,0}\right|}{\dot{m}T_0\left|\Delta s_{q,0}\right|}=\frac{T_{mq}^{4r-5t}}{T_0}>1$$

unde $\left(\dot{Q}_{3r-4t}\right)_{NTUS\to\infty}=\dot{m}T\Delta s_q=\dot{Q}_{max}^{3r-4t}$ este fluxul termic maxim ce ar putea fi consumat de la sursa caldă dacă suprafată de schimb termic A respectiv, $NTUS$, ar tinde spre infinit $\left(\dot{Q}_{3r-4t}<\dot{Q}_{max}^{3r\text{-}4t}\right)$, iar $\left|\dot{Q}_{6r-7t}\right|_{NTUS_0\to\infty}=\dot{m}T_0\left|\Delta s_{q,0}\right|=\dot{Q}_{min}^{6r\text{-}7t}$ este fluxul termic minim ce ar trebui cedat sursei reci dacă suprafața de schimb termic A_0 respectiv, $NTUS_0$, ar

tinde spre infinit $\left(\left|\dot{Q}_{6r-7t}\right| > \dot{Q}_{min}^{6r\text{-}7t}\right)$.

Prin cumularea ireversibilităţii interne şi externe, randamentul termic ireversibil include în mod vizibil evaluarea ireversibilităţii globale pentru sistemul termodinamic lãrgit ce include ciclul motor şi sursele externe:

$$\eta_{t,irev} = 1 - \frac{T_0}{T}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} N_{irev,int} = 1 - \frac{1}{\tau} N_{irev,ext} \cdot N_{irev,int} < 1 - \frac{1}{\tau}$$

Pentru orice ciclu ideal, ambele numere ale ireversibilitãţii devin minime şi egale cu unitatea, iar randamentul termic este cel al ciclului motor Carnot reversibil.

Pentru ciclurile motoare ireversibile care nu au schimbãtoare de cãldurã pentru interacţiunile energetice cu sursele externe (ex.: un turbomotor cu gaz cu regenerarea internã a cãldurii la care sursa caldã este simulatã prin procesul de ardere iar, gazele de ardere evacuate din motor se rãcesc direct în mediul ambiant), se poate considera cã:

- sursa caldã simulatã prin ardere are temperatura maximã pe ciclu, $T = T_{4t} = T_{4r}$,
- iar, sursa rece are temperatura minimã pe ciclu $T_0 = T_{7t} = T_1$.

În aceste situaţii, numãrul ireversibilităţii externe trebuie deasemena re-definit prin simularea interacţiunilor termice cu cele douã surse externe, caldã fictivã şi rece mediul ambiant. Eficienţele termice ireversibile aferente realţiilor termice externe se vor redefini astfel:

$$\varepsilon_{irev} = \frac{\dot{Q}_{3r-4t}}{\dot{Q}_{max}} = \frac{\dot{m}T_{mq}^{3r-4t}\Delta s_q}{\dot{m}T\Delta s_q} = \frac{T_{mq}^{3r-4t}}{T} < 1 \text{ şi}$$

$$\varepsilon_{0,irev} = \frac{\left|\dot{Q}_{6r-7t}\right|}{\dot{Q}_{min}} = \frac{\dot{m}T_{mq}^{6r-7t}\left|\Delta s_{q,0}\right|}{\dot{m}T_0\left|\Delta s_{q,0}\right|} = \frac{T_{mq}^{6r-7t}}{T_0} > 1$$

unde $\dot{Q}_{max} = \dot{m}T\Delta s_q$ este fluxul termic maxim ce ar putea fi consumat de la sursa caldã dacã procesul neadiabatic 3r – 4t ar fi înlocuit cu un proces

izotermic la temperatura T $\left(\dot{Q}_{3r-4t} < \dot{Q}_{max}\right)$, iar $\left|\dot{Q}_{min}\right| = \dot{m}T_0\left|\Delta s_{q,0}\right|$ este fluxul termic minim ce ar trebui cedat sursei reci dacă procesul neadiabatic 6r – 7t ar fi înlocuit cu un proces izotermic la temperatura T_0 $\left(\left|\dot{Q}_{6r-7t}\right| > \dot{Q}_{min}\right)$.

Prin cumularea ireversibilității interne şi externe şi pentru aceste situații, randamentul termic ireversibil rămâne formal neschimbat:

$$\eta_{t,irev} = 1 - \frac{T_0}{T}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} N_{irev,int} = 1 - \frac{1}{\tau} N_{irev,ext} \cdot N_{irev,int} < 1 - \frac{1}{\tau}$$

Ciclurile motoare reale cu cogenerare

În figura 82 este schema unui ciclu motor real cu cogenerare.

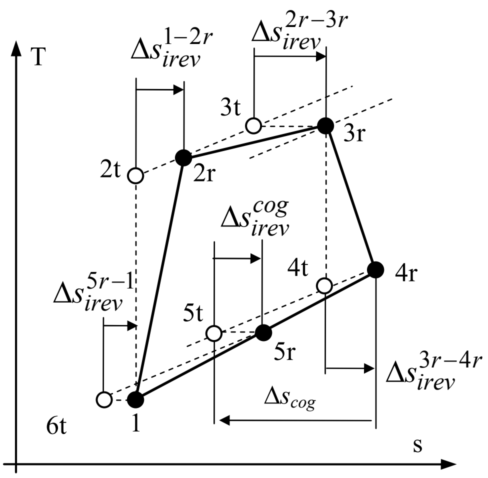


Fig. 82.

Schema unui ciclu motor real cu cogenerare, diagrama $T-s$

Procesele real incluse în ciclu sunt:

- 1 – 2r comprimare adiabatică ireversibilă,
- 2r – 3r proces de încălzire ireversibil, se consumă caldura sursei calde, fluxul termic efectiv consumat este cel corespunzător

procesului reversibil 2r – 3t,

- 3r – 4r destindere adiabaticã ireversibilã,
- 4r – 5r proces real rãcire prin cogenerare, se furnizezã un flux termic util egal ca valoare cu cel din procesul reversibil 4r – 5t,
- 5r – 1 proces real de rãcire, fluxul termic efectiv cedat sursei reci este echivalent cu cel din procesul reversibil 5r – 6t.

Procesele reversibile echivalente sunt:

- 1 – 2t comprimare adiabaticã reversibilã,
- 2r – 3t proces de încãlzire reversibil,
- 3r – 4t destindere adiabaticã reversibilã,
- 4r – 5t proces reversibil de rãcire prin cogenerare,
- 5r – 6t proces reversibil de rãcire.

Generarea de entropie prin ireversibilitate internã poate fi cuantificatã prin variațiile de entropie ireversibile ce fac diferența dintre procesele reale ireversibile şi cele reversibile omoloage. Ca şi la ciclurile motoare anterior prezentate, vom raporta generarea de entropie la variația de entropie "motrice" din procesul 2r – 3t pe care se consumã fluxul termic ce menține în viața ciclul motor. Variațiile de entropie specificã ale agentului de lucru ce caracterizeazã relațiile termice cu sursele externe sunt:

- variația entropiei specifice a agentului de lucru din relația termicã efectivã cu sursa caldã

$$\Delta s_q = \Delta s_{2r-3t} = s_{3t} - s_{2r}$$

- variația entropiei specifice a agentului de lucru din procesul de cogenerare

$$\left|\Delta s_{cog}\right| = \Delta s_{4r-5t} = s_{4r} - s_{5t}$$

- variația entropiei specifice a agentului de lucru din relația termicã efectivã cu sursa rece

$$\Delta s_{q,0} = \Delta s_q + \Delta s_{irev}^{1-2r} + \Delta s_{irev}^{2r-3r} + \Delta s_{irev}^{3r-4r} + \Delta s_{irev}^{cog} + \Delta s_{irev}^{5r-1} -$$

$$\left|\Delta s_{cog}\right| = \Delta s_q\left(1 + \frac{(\sum \Delta s_{irev})_{int}}{\Delta s_q} - \frac{\left|\Delta s_{cog}\right|}{\Delta s_q}\right) = \Delta s_q\left(N_{irev,int} - \frac{\left|\Delta s_{cog}\right|}{\Delta s_q}\right) = \Delta s_q N_{cog}$$

unde $N_{irev,int} = \left(1 + \frac{(\sum \Delta s_{irev})_{int}}{\Delta s_q}\right) > 1$ este numãrul ireversibilitãtii interne din ciclul motor iar, $N_{cog} = \left(N_{irev,int} - \frac{\left|\Delta s_{cog}\right|}{\Delta s_q}\right) < 1$ este un numãr al ireversibilităţii ciclului motor cu cogenerare. La limitã, când generarea internã de ireversibilitate tinde spre zero şi tot fluxul termic cedat din ciclul motor $\left(\left|\dot{Q}_{5r-6t}\right| + \left|\dot{Q}_{4r-5t}\right|\right)$ este cogenerat, $N_{irev,int} \to 1$ iar $\left|\Delta s_{cog}\right| \to \Delta s_q$, respectiv $N_{cog} \to 0$.

Concluzie preliminarã: generarea de entropie prin ireversibilitatea internã este deasemenea "stocatã" în variaţia de entropie a agentului de lucru din interacţiunea termicã efectivã cu sursa rece dar, cogenerarea modificã semnificaţia şi valoarea coeficientului de performanţã energeticã ireversibilã. Menţionãm cã relaţia coeficientului de performanţă energeticã ireversibilã va include şi energia termicã utilã produsã prin cogenerare.

Coeficientul de performanţã energeticã ireversibilã
(*coeficientul de performanţã termodinamicã*)

La ciclurile motoare cu cogenerare, coeficientul de performanţã energeticã este randamentul energetic şi are relaţia:

$$\eta_{cog,irev} = \frac{\dot{W}_{t,irev} + \left|\dot{Q}_{cog}\right|}{\dot{Q}_{2r-3t}} \stackrel{PIT}{\cong} \frac{(\dot{Q}_{2r-3t} - \left|\dot{Q}_{5r-6t}\right| - \left|\dot{Q}_{4r-5t}\right|) + \left|\dot{Q}_{4r-5t}\right|}{\dot{Q}_{2r-3t}} = 1 - \frac{\left|\dot{Q}_{5r-6t}\right|}{\dot{Q}_{2r-3t}} =$$
$$1 - \frac{\dot{m} T_{mq}^{5r-6t}\left|\Delta s_{q,0}\right|}{\dot{m} T_{mq}^{2r-3t} \Delta s_q} = 1 - \frac{T_{mq}^{5r-6t}}{T_{mq}^{2r-3t}}\left(1 + \frac{(\sum \Delta s_{irev})_{int}}{\Delta s_q} - \frac{\left|\Delta s_{cog}\right|}{\Delta s_q}\right) = 1 - \frac{T_{mq}^{5r-6t}}{T_{mq}^{2r-3t}} N_{cog}$$

La limitã când $N_{cog} \to 0$ randamentul energetic al ciclului motor cu cogenerare $\eta_{cog,irev} \to 1$, respectiv se respectã PIT cu precizarea cã teoretic cogenerarea idealã valorificã integral fluxul termic consumat de la sursa caldã. În figurile 83 şi 84 sunt incluse rezultate numerice comparative pentru un ciclu real Joule – Brayton cu cogenerare. Aceste rezultate numerice a

considerat următoarele două situații:

- arderea cu aer şi
- arderea cu aer îmbogățit cu oxigen cu o participație masică de 90% oxigen în aerul oxigenat.

Condițiile restrictive operaționale adoptate sunt:

- temperatura maximă pe ciclu $T_3 = T_{3t} = T_{3r} = 1200^0$C;
- randamentul izentropic al compresorului $\eta_{sC} = 0,88$;
- randamentul izentropic al turbinei $\eta_{sT} = 0,94$;
- coeficientul pierderilor de presiune din camera de ardere 0,98;
- compoziția masică a unui combustibil convențional, 15% H_2 şi 85% C;
- puterea calorifică superioară a combustibilului, ~46,000 kJ/kg.

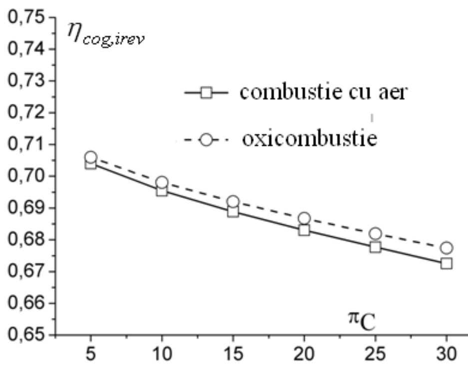


Fig. 83.

Dependența randamentului energetic ireversibil pentru ciclul cu cogenerare funcție de raportul de comprimare al compresorului

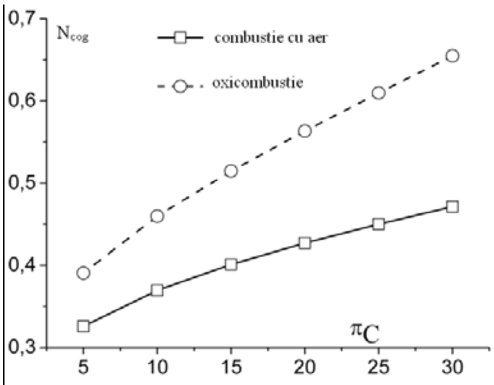


Fig. 84.

Dependența numărului ireversibilității ciclului cu cogenerare funcție de raportul de comprimare al compresorului

O concluzie primară: Ireversibilitatea este puternic influențată de natura agentului de lucru, variațiile relative de entropie sunt diferite pentru

agenţi de lucru diferiţi. Oxicombustia deşi aparent nu influenţează randamentul energetic ireversibil, este caracterizatã printr-un numãr al ireversibilitãţii de aproape douã ori mai mare prin comparaţie cu arderea cu aer. Schimbarea unui agent de lucru cu un altul impune noi cercetãri pentru readaptarea sistemului astfel încât ireversibilitatea sa fie caracterizatã prin numere ale ireversibilitãţii cât mai apropriate ca valoare.

Ciclurile frigorifice reale

Figura 85 include schema unui ciclu frigorific ireversibil. Procesele reale constitutive ale ciclului sunt:

- 1 – 2r comprimare adiabaticã ireversibilã,
- 2r – 3r proces de rãcire ireversibil, se cedeazã cãldurã sursei calde – mediul ambiant,
- 3r – 4r proces adiabatic ireversibil, fie o laminare fie o destindere,
- 4r – 1 proces de încãlzire ireversibil, se primeşte cãldurã de la sursa rece – incinta frigorificã.

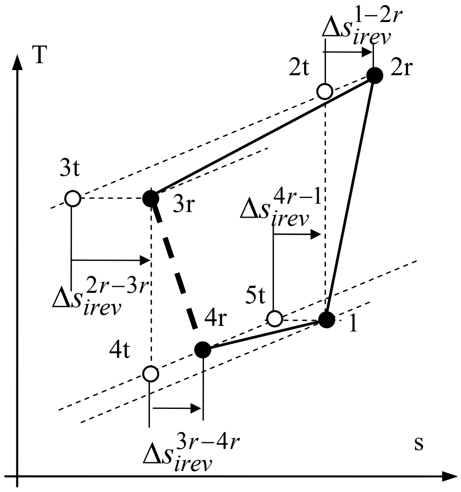


Fig. 85.
Schema unui ciclu frigorific ireversibil, diagrama $T - s$

Procesele reversibile omoloage care permit evaluarea prin comparație a generãrii de entropie prin ireversibilitate sunt:

- 1 – 2t comprimare adiabaticã reversibilã cu acelaşi raport de comprimare ca în procesul real 1 – 2r,
- 2r – 3t proces reversibil de rãcire, fluxul termic cedat sursei calde din acest proces este fluxul termic efectiv din relația termicã agent de lucru – sursa caldã,
- 3r – 4t destindere adiabaticã reversibilã,
- 4r – 5t proces reversibil de încãlzire, fluxul termic consumat de la sursa rece prin acest proces este fluxul termic efectiv din relația termicã sursa rece – agent de lucru.

Variațiile entropiei specifice pentru relațiile termice cu sursele externe sunt urmãtoarele:

- variația entropiei specifice pentru relația termicã cu sursa rece

$$\Delta s_q = s_{5t} - s_{4r}$$

- variația entropiei specifice pentru relația termicã cu sursa caldã

$$\left|\Delta s_{q,0}\right| = s_{2r} - s_{3t} = \Delta s_q + \Delta s_{irev}^{1-2r} + \Delta s_{irev}^{2r-3r} + \Delta s_{irev}^{3r-4r} + \Delta s_{irev}^{4r-1} =$$

$$= \Delta s_q \left(1 + \frac{\left(\sum \Delta s_{irev}\right)_{int}}{\Delta s_q} \right) = \Delta s_q \cdot N_{irev,int}$$

în care am notat termenul

$$\left[1 + \frac{\left(\sum \Delta s_{irev}\right)_{int}}{\Delta s_q} \right] = N_{irev,int} > 1$$

ce poate fi considerat un numãr al ireversibilitãții interne pentru ciclurile frigorifice simple, la ciclurile reversibile intern, acest numãr are valoarea minimã, $N_{irev,int} = 1$.

Concluzie preliminarã: generarea de entropie prin ireversibilitatea internã este "stocatã" în variaţia de entropie a agentului de lucru din interacţiunea termicã efectivã cu sursa caldã.

Coeficientul de performanţã energeticã ireversibilã
(*coeficientul de performanţã termodinamicã*)

La ciclurile frigorifice, coeficientul de performanţã energeticã este eficienţa frigorificã şi are, pentru ciclul real considerat anterior, relaţia:

$$COP_{irev} = \varepsilon_{f,irev} = \frac{\dot{Q}_{4r-5t}}{\left|\dot{W}_t\right|} = \frac{\dot{Q}_{4r-5t}}{\left|\dot{Q}_{2r-3t}\right| - \dot{Q}_{4r-5t}} =$$

$$= \frac{\dot{m} \cdot T_{mq}^{4r-5t} \cdot \Delta s_q}{\dot{m} \cdot T_{mq}^{2r-3t} \cdot \left|\Delta s_{q,0}\right| - \dot{m} \cdot T_{mq}^{4r-5t} \cdot \Delta s_q} = \frac{1}{\dfrac{T_{mq}^{2r-3t}}{T_{mq}^{4r-5t}} N_{irr,int} - 1}$$

unde T_{mq} este temperatura termodinamicã din procesele $4r - 5t$ şi $2r - 3t$.

Ireversibiltatea externã poate fi de asemenea inclusã în eficienţa frigorificã ireversibilã prin intermediul eficienţelor termice ireversibile (entropice) ale schimbãtoarelor de cãldurã ce intermediazã relaţiile termice cu sursele externe.

$$\varepsilon_{0,irev} = \frac{\dot{Q}_{2r-3t}}{\dot{Q}_{min}^{2r-3t}} = \frac{\dot{m} \cdot T_{mq}^{2r-3t} \cdot \left|\Delta s_{q,0}\right|}{\dot{m} \cdot T_0 \cdot \left|\Delta s_{q,0}\right|} = \frac{T_{mq}^{2r-3t}}{T_0} > 1, \text{ şi}$$

$$\varepsilon_{irev} = \frac{\dot{Q}_{4r-5t}}{\dot{Q}_{max}^{4r-5t}} = \frac{\dot{m} \cdot T_{mq}^{4r-5t} \cdot \Delta s_q}{\dot{m} \cdot T \cdot \Delta s_q} = \frac{T_{mq}^{4r-5t}}{T_C} < 1$$

unde T_0 şi $T < T_0$ sunt temperaturile surselor termice externe, respectiv caldã – mediul ambiant şi rece – incinta frigorificã.

$\dot{Q}_{max}^{4r-5t} = \dot{m} \cdot T \cdot \Delta s_q$ este fluxul termic reversibil maxim ce ar putea fi primit de la sursa rece când *A* respectiv *NTUS* tind spre infinit,

$\dot{Q}_{min}^{2r-3t} = \dot{m} \cdot T_0 \cdot \left|\Delta s_{q,0}\right|$ este fluxul termic reversibil minim ce ar putea fi cedat sursei calde când A_0 respectiv $NTUS_0$ tind spre infinit.

Eficiența frigorificã ireversibilã ce include explicit şi ireversibiltatea externã capãtã forma finalã:

$$COP_{irev} = \varepsilon_{f,irev} = \frac{1}{\frac{T_0}{T}\frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} N_{irev,int} - 1} = \frac{1}{\tau \cdot N_{irev,ext} \cdot N_{irev,int} - 1}$$

unde $N_{irev,ext} = \frac{\varepsilon_{0,irev}}{\varepsilon_{irev}} > 1$ este numãrul ireversibilitãții externe. Ciclul frigorific ideal are ambele numere minime şi egale cu unitatea, e vorba de ciclul Carnot ideal.

CONCLUZII

- ✓ Coeficientul de performanța energeticã ireversibilã (de performanțã termodinamicã) are o relație generalã pentru ciclurile reale de bazã.
- ✓ Generarea globalã de entropie prin ireversibilitate, la aceste cicluri, este vizualizatã direct doar prin cele douã numere ale ireversibilitãții, interne şi externe.
- ✓ Eficiența termicã ireversibilã (entropicã) a schimbãtoarelor de cãldurã de suprafațã ce intermediazã relațiile termice cu sursele externe are o semnificație unicã ce ține cont de "utilitatea" fluxurilor termice, astfel:
  a) la ciclurile motoare cãldura consumatã de la sursa caldã este energia utilã ce menține în viațã ciclul motor şi ca urmare $\left(\dot{Q} = \varepsilon_{irev} \cdot \dot{Q}_{max}\right)_{consum}$, $\varepsilon_{irev} < 1$; cãldura cedatã sursei reci are

semnificația unei energii deşeu/epuizate, respectiv $\left(\left|\dot{Q}_0\right| = \varepsilon_{0,irev} \cdot \left|\dot{Q}_{min}\right|\right)_{deseu}$, $\varepsilon_{0,irev} > 1$;

b) la ciclurile frigorifice frigul produs este rațiunea menținerii în viațã a ciclului, respectiv $\left(\dot{Q} = \varepsilon_{irev} \cdot \dot{Q}_{max}\right)_{consum}$, $\varepsilon_{irev} < 1$; cãldura cedatã sursei calde – mediul exterior are o semnificație asemãnãtoare unei energii deşeu, respectiv $\left(\left|\dot{Q}_0\right| = \varepsilon_{0,irev} \cdot \left|\dot{Q}_{min}\right|\right)_{deseu}$, $\varepsilon_{0,irev} > 1$.

✓ Metoda coeficientului de performanțã ireversibil poate fi extinsã şi la ciclurile complexe, ex. cicluri combinate, trigenerare, etc. Trebuie acordatã o foarte mare atenție la dependențele dintre variațiile de entropie ale agentului de lucru din interacțiunile termice cu exteriorul.

BIBLIOGRAFIE

1. Ahern, J. E., 1980, *The Exergy Method of Energy Systems Analysis*, Wiley, N. Y.
2. Ahrendts, J., 1980, *Reference States*, Energy, 5, N 8 - 9, p 667 - 677
3. Alefeld, G., 1987, *Efficiency of compressor heat pumps and refrigerators derived from the Second Law of Thermodynamics*, Int. J. Refrig., vol. 10, no. 6, pp. 331-341
4. Alefeld, G., 1988, Problems *with the exergy concept (or the missing Second law)*, IEA Heat Pump Newsletter, vol. 6, no. 3, pp. 19-23
5. Aradau, D., 1976, *Exergetic yield of refrigerating installations with two compression stages using reciprocating compressors*, Rev. Gen. Froid, France, no. 5-6, pp. 415-420
6. Badescu, V., 1992, *Direct and diffuse solar - radiation Exergy at the earth's surface*, International Chemical Engineering, v 32, n 2 Apr, p 265 – 270 / 0020 – 6318
7. Baehr, H. D., 1965, *Exergie und Anergie und Ihre Anwendung in der Kältetechnik,* Kältetechn.-Klimatis., vol. 17, no. 1, pp. 14-22
8. Baehr, H. D., 1965, *Technische Thermodynamik*, Berlin, Springer-Verlag
9. Baehr, H. D., Bermann, E., Bosnjakovic, F., Grassmann, P., van Lier, J. J. C., Rant, Z., Rögener, H., Schmidt, K. R., 1965, *Energie und Exergie, Die Anwendung des Exergiebegriffs in der Energietechnik*, VDI-Verlag, Düsseldorf
10. Baines, P. G., Carrington, C. G., 1986, *Second law measures of efficiency*, Energy Research, vol. 10, no. 2, pp. 189-191, April-June
11. Bejan, A., 1977, *The concept of irreversibility in heat exchanger design: Counterflow heat exchanger for gas-to-gas applications*, Trans. ASME, J. Heat Transfer, vol. 99, p. 374
12. Bejan, A., 1982, *Entropy generation through heat and fluid flow*, Wiley, N. Y.
13. Bejan, A., 1988, *Advanced engineering thermodynamics*, Wiley, N. Y.
14. Bidard, R., 1974, Exergie, *Rendements de cycles, rendements de machines*, Rev. Gen Therm., vol. 13, no. 150-151, pp. 481-488
15. Bidard, R., 1975, *Calorique, Exergie, Energie et Entropie*, Entropie, vol. 11, no. 63, pp. 4-56
16. Bonnin, J., 1980, *Energetics of systems with three thermal sources*, Entropie, vol. 16, no. 94, pp. 40-50
17. Borel, L., 1979, *General theory of exergy and practical applications. I., Exergy efficiency*, Entropie, vol. 15, no. 87, pp. 4-16
18. Borel, L., 1979, *General theory of exergy and practical applications. II. Heat co-work, transformation co-work and exergetic losses*, Entropie, vol. 15, no. 86, pp. 3-12

19. Boustead J.; Jancock B., 1979, *Handbook of the Industrial Energy Analysis*, London: Ellis Horwood, 1979, 422 p
20. Carnot, N. L. S., 1824, *Réflections sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres a développer cette puissance*, Bachelier, Paris, 1824; Fox, R. (ed.), Libraire Philosophique J. Vrin, Paris 1978, (also Reflections on the Motive Power of Heat, American Society of Mechanical Engineers, 1943)
21. Cerri, G., Sciubba, E., 1988, *Aero-derived reheat gas turbines with steam injection into the afterburner*, In: Moran, M. J., Bajura, R. A. and Tsatsaronis, G., eds., Analysis and Design of Advanced Energy Systems: Computer-Aided Analysis and Design, Proc. ASME Winter Annual Meeting, Boston, Mass., Dec. 13-18, 1988, vol. 3-3, pp. 79-86
22. Chambadal, P., 1965, *Availability balances of gas turbines*, ASME pap. 66-GT-96, October
23. Chambadal, P., 1965, *Les limites de la transformation de la chaleur en travail*, Entropie, vol. 1, no. 3, pp. 9-16
24. Chambadal, P., 1966, *Applications de la notion d'entropie a l'analyse du fonctionement des turbines a gaz*, Energy, no. 11, pp. 28-35
25. Chambadal, P., 1974, *La thermodynamique*, Ed. Eyrolles, Paris
26. Chambadal, P., 1976, *La thermodynamique telle qu'elle aurait pu être*, Entropie, vol. 12, no. 70, pp. 4-8
27. Chapman P.E., 1974, *Energy Costs: A Review of Methods*, Energy Policy, 2, N1. p.91 - 103
28. Chatillon, M. de, 1976, *Exergetic balance sheet of space heating systems fitted with heat pumps*, Rev. Gen. Therm., vol. 15, no. 179, pp. 973-979
29. Clausius, R., 1867, *The mechanical theory of heat*, translated by Hirst, van Voorst, London
30. Curzon, F. L., Ahlborn, B., 1975, *Efficiency of a Carnot Engine at Maximum Power Output*, Am J Phys, vol. 43, p. 22, jan
31. Danila, N., Leca, A., 1966, *Analiza exergetica a circuitului regenerativ al centralelor termoelectrice cu abur*, Ses. stiintif a Inst. polit. Gh. Gheorghiu-Dej. Bucuresti
32. Danila, N., Leca, A., 1968, *Exery analysis of regenerative cycles of steam power stations*, Rev. Roum. Sci. Tech., Electrotech. Energet., vol. 13, no. 1, pp. 105-115
33. Danila, N., Leca, A., 1968, *Posibilitati de imbunatatire a transferului caldurii in circuitul regenerativ al centralelor termoelectrice cu abur*, Studii si cercectari energ. si electrotech, vol. 18, no. 1, pp. 47-59
34. Darrieus, G., 1930, *Définition du rendement thermodynamique des turbines a vapeur*, Rev. Général de l'Electricité, vol. 27, no. 25, pp. 963-968, (also The Rational Definition of Steam Turbine Efficiencies, Engineering vol. 130, no. 3373, pp. 283-285)
35. Darrieus, G., 1931, *L'evolution des centrales thermiques et la notation d'energie utilisable*, Science et Industrie, vol. 15, no. 206, pp. 122-126

36. De Rossi, F.; Matrullo, R.; Sasso, M.; Sibilio, S., 1989, *R13B1 and R114 Exergy - Enthalpy Charts and their Usefulness in a Refrigerating - Heating Process Analysis*, Ruixian, C. et al. {eds} Thermodynamic Analysis and Improvement of Energy Systems. Conf. 5 - 8 Jun 1989. Pergamon Books Inc.; Publ. Elmsford, NY, USA, 0 - 08 - 037516 - 2
37. Dinçer, S., 1985, *Available energy analysis*, Energy Conversion and Management, vol. 25, no. 3 pp. 309-313
38. Dobrinescu, D., 1972, *L'exergie physique des fractions huile*s, Petrol si gaze, vol. 23, no. 10, pp. 613-617
39. Dunbar, W. R.; Lior, N.; Gaggioli, R. A., 1992, *Component Equations of Energy and Exergy*, Journal of Energy Resources Technology, Transactions of the ASME, v 114, no. 1, Mar, p 75 – 83, JERTD2/0195 - 0738
40. Dunbar, William R.; Lior, Noam; Gaggioli, Richard A., 1990, *The Exergetic Advantages of Topping Rankine Power Cycles with fuel Cell Units*, Tsatsaronis, G.; et al. {eds.}, Proceedings of Computer - Aided Energy Systems Analysis, Conf., 25 - 30 Nov., American Society of Mechanical Engineers. New York/0 - 7918 - 0582 - 4
41. El-Nashar, A. M., 1989, *A Second Law Analysis and Cost Accounting of a Cogeneration Plant*, Ruixian, C. et al. {eds}, Thermodynamic Analysis and Improvement of Energy Systems Conf., 5 - 8 Jun., Pergamon Books Inc.; Publ. Elmsford, NY, USA/0 - 08 - 037516 - 2
42. Evans R.B.; Von Spakovsky M.R., 1980, *Two Principles of Differential Second Law Heat Exchanger Design*, Journal of Heat Transfer, ASME Transactions, N.Y
43. Evans, R. B., El-Sayed, Y. M., 1970, *Thermoeconomics and the design of heat syst*ems, Trans. ASME, J. Eng. Power, vol. 92, pp. 27-35
44. Evans, R. B., Hendrix W. A., Kadaba P. V., 1980, *Thermodynamic availability analysis for complex thermal systems design and synthesis*, AIChE Annual Meeting, Chigaco, IL, Nov
45. Evseev, V. S., 1981, *Analysis of a two-loop gas-liquid refrigerating power plant*, Power Eng., USSR (english translation), vol. 19, no. 3, pp.150-153
46. Feidt M., 1987, *Thermodynamique et optimisation energetique des systemes et procedes*, Technique et Documentation (Lavoisier), Paris
47. Gaggioli, R. A., 1961, *The Concept of Available Energy*, Chem. Eng. Sci., vol. 16, pp. 87-96
48. Gaggioli, R. A., 1969, *More on generalizating the definitions of heat and entropy*, Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 12, pp. 656-660
49. Gaggioli, R. A., 1980, *Second law analysis for process and energy engineering*, AIChE Annual Meeting, Chicago, IL, Novng
50. Gaggioli, R. A., El-Sayed, Y. M., El-Nashar, A. M., Kamaluddin, B., 1988, *Second law efficiency and costing analysis of a combined power and desalination plant*, Trans. ASME, J. Energy Resource Tech., vol. 110, no. 2, pp. 114-118, June

51. Gaggioli, R. A., Wang, L., Zhu, K.-X., Too, J. R., 1988, *Second Law Efficiency and Costing Analysis of a Total Energy Plant*, ASHRAE Transactions, vol. 94, p. 1
52. Gaggioli, R. A., Wepfer, W. J., 1981, *Second law analysis of building systems*, Energy Conversion&Management, vol. 21, no. 1, pp. 65-76
53. Georgescu – Roegen N., 1979, *Legea entropiei şi procesul economic*, Ed. Politicã, România
54. Gibbs, J. W., 1876, *A Method of Geometrical Representation of the Thermodynamic Properties of Substances by means of Surfaces*, Trans. Conn. Acad. Arts Sci., vol. 3, pp. 108-248 (1876) and pp. 343-524 (1878) or *The Collected Works of J. Willard Gibbs*, Longmans Green and Co., 1906, 1931
55. Glansdorff, P., 1957, *Sur la fonction dite d'"Exergie" et son emploi en climatisation*, Ann. 1957-2, Suppl. Bull. Inst. Intern. du Froid, pp. 61-62
56. Goth Y., Feidt M., 1986, *Conditions optimales de fonctionnement des pompes a chaleur ou machines a froid associees a cycle de Carnot endoreversible*, C.R. Acad. Sc., t. 303, Serie II, No. 1, Paris
57. Gouy, M., 1889, *Sur l'énergie utilisable*, Journal de physique, 2e série, vol. 8, pp. 501-518
58. Gouy, M., 1889, *Sur les transformations et l'equilibre en thermodynamique*, Comptes Rendus Paris, vol. 108, pp. 507-509
59. Grassmann, P., 1958-1959, *Die Exergie und das Flussbild der technisch nutzbaren Leistung*, Allgemeine Wärmetechnik, vol. 9, no. 4-5, pp. 79-86, 1958-1959
60. Grigoriu, M., 1965, *Importanta exergiei pentru studiul proceselor reale din maşinile frigorifice cu compresie de vapori*, Bull. Inst. Politechn Bucuresti, vol. 27, no. 2, pp. 117-129
61. Gyftopoulos, E. P., Beretta, G. P., 1987, *What is the "Second Law"?*, Invited paper to the 1987 ASME Winter Annual Meeting in Boston
62. Haywood, R. W., 1974, *A Critical Review of the Theorems of Thermodynamic Availability with Concise Formulations. Part 1 Availability. Part 2 Irreversibility*, J. Mech. Eng. Sci., vol. 16, no. 3 and 4, pp. 160-173 and 258-267 and vol. 17 (1975), no. 3, p. 180
63. Herez, G., 1983, *The operative costs reparation at the combined energy generation*, Energetica, Romania, vol. 31, no. 11, pp. 500-511
64. Huang, F. F., Ling Wang, 1987, *Thermodynamic study of indirect fired air turbine cogeneration system with reheat*, Trans. ASME, J. Eng. for Gas Turbines and Power, vol. 109, no. 1, pp. 16-21
65. Huettner, D. A., 1981, *Energy, Entropy, and Economic Analysis: Some New Directions*, The Energy Journal, vol. 2, no. 2, p. 123
66. Ishida, M., Kawamura, K., 1982, *Energy and exergy analysis of chemical process system with distributed parameters based on the enthalpy-directed factor diagram*, Ind. Eng. Chem. Process Des. & Dev., vol. 21, no. 4, pp. 690-695

67. Jouget, E., 1906, *Remarques sur la thermodynamique des machines motrices*, Rev. Mecanique, Paris, vol. 19, p. 41
68. Jouget, E., 1907, *Le théoreme de M. Gouy et quelques-unes de ses applications*, Rev. du Mécanique, Paris, vol. 20, no. 3, pp. 213-238
69. Jouget, E., 1909, *Theorie des moteurs thermiques*, Paris: Gauthier - Villars, 176pp
70. Keenan, J. H., 1941, *Thermodynamics*, Wiley, N. Y. (also 1st MIT Press Ed., Cambridge, MA, 1970. 187 pp)
71. Keenan, J. H., 1951, *Availability and irreversibility in thermodynamics*, British Journal of Applied Physics, vol. 2, pp.183-192, July
72. Keenan, J. H., Shapiro, A. H., 1947, *History and exposition of the laws of* thermodynamics, Mech. Eng., ASME, vol. 69, no. 11, pp. 915-921
73. Kestin, J., 1979, *Availability: the concept and associated terminology*, Energy, vol. 5, no. 8-9, pp. 679-692
74. Kotas, T. J., 1985, *The exergy method of thermal plant analysis*, Butterworths, Academic Press, London
75. Leonãchescu N., 1992, Câmpul termic universal, Ed. Tehnicã, România
76. Leontovici L.A., 1954, *Introducere în termodinamicã*, Ed. Tehnicã, România
77. London, A. L., 1982, *Economics and the second law: an engineering view and methodology*, Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 25, no. 6, pp. 743-751
78. Löwer, H., 1977, *Die Sorptions-Wärmepumpe als Heizmaschine*, Klima und Kältetechnik., vol. 5, no. 12, pp. 447-451
79. Manițiu E., 1948, *Termodinamica*, Ed. Tehnicã, România
80. Mirandola, A., Macor, A., Pavesi, G., 1988, *Investigation into design criteria, matching and performance of gas-steam binary cycle plants*, In: Moran, M. J., Stecco, S. S. and Reistad, G. M., eds., Analysis and Design of Advanced Energy Systems: Applications, Proc. ASME Winter Annual Meeting, Boston, Mass., Dec. 13-18, 1988, vol. 3-2, pp. 53-59
81. Moisil G., 1988, Termodinamica, Ed. Academiei, România
82. Montgomery, S. R., 1966, *Second law of thermodynamics*, Pergamon Press, London
83. Moran, M. J., 1982, *Availability Analysis: A Guide to Efficient Energy Use*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey
84. Nerescu I., Radceno Vs., 1970, *Analiza exergeticã a proceselor termice*, Ed. Tehnicã, România
85. Obert, E. F., Gaggioli, R. A., 1963, *Thermodynamics*, 2nd ed. McGraw-Hill, N. Y.
86. Petrescu S., Petrescu V., 1983, *Principiile termodinamicii*, Ed. Tehnicã, România
87. Radcenco Vs., 1976, *Termodinamica tehnicã şi maşini termice. Procese ireversibile*, Ed. Didacticã şi Pedagogicã, România
88. Radcenco Vs., 1977, *Criterii de optimizare a proceselor termice*, Ed. Tehnicã, România

89. Radcenco Vs., 1990, *Generatoare turbionare de frig şi cãldurã*, Ed. Tehnicã, România
90. Radcenco Vs., Alexandrescu N., 1985, *Calculul şi proiectarea elementelor şi schemelor pneumatice de automatizare*, Ed. Tehnicã, România
91. Radcenco Vs., ş.a., 1983, *Procese în instalații frigorifice*, Ed. Didacticã şi Pedagogicã, România
92. Radcenco Vs., ş.a., 1985, *Instalații de pompe de cãldurã*, Ed. Tehnicã, România
93. Reynolds, W. C., Perkins, H. C., 1977, *Engineering thermodynamics*, 2nd ed. McGraw-Hill, N. Y.
94. Rodica Vîlcu, Dobrescu A., 1982, *Termodinamica proceselor ireversibile*, Ed. Tehnicã
95. Szargut, J., 1987, *Analysis of cumulative exergy consumption*, Int. J. Energy Research, vol. 11, pp. 541-547
96. Tănase PANAIT, 2003, *EXERGOECONOMIA SISTEMELOR TERMO-ENERGETICE,* Editura Fundației Universitare "Dunărea de Jos" – Galați – România
97. Țițeica Ş., 1982, *Termodinamica*, Ed. Academiei, România
98. Vivarelli, R., Sciubba, E., Guizzi, G. L., 1976, *The use of the exergy concept in the analysis of thermodynamic processes analysis -1*, Termotecnica, Milan, vol. 30, no. 9, pp. 473-481,
99. Vivarelli, R., Sciubba, E., Guizzi, G. L., 1976, *The use of the exergy concept in the analysis of thermodynamic processes analysis -2*, Termotecnica, Milan, vol. 30, no. 10, pp. 506-513,